552

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

T H E S E

présentée
pour obtenir

le titre de DOCTEUR-INGENIEUR
Spécialité : Physique des Solides

par

Henri-Jean DROUHIN

-=-=-=-=-=-

SUJET : SELECTION EN ENERGIE A TRES HAUTE RESOLUTION DES ELECTRONS EMIS PAR UNE PHOTOCATHODE D'ARSENIURE DE GALLIUM EN ETAT D'AFFINITE NEGATIVE

soutenue le 26 octobre 1982 devant la Commission d'Examen

MM. J. FRIEDEL Président
Y. BALLU
M. EMINYAN
G. LAMPEL
C. PIAGET

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

T H E S E

présentée

pour obtenir

le titre de DOCTEUR-INGENIEUR

Spécialité : Physique des Solides

par

Henri-Jean DROUHIN

-=-=-=-=-=-

SUJET : SELECTION EN ENERGIE A TRES HAUTE RESOLUTION DES ELECTRONS EMIS PAR UNE PHOTOCATHODE D'ARSENIURE DE GALLIUM EN ETAT D'AFFINITE NEGATIVE

soutenue le 26 octobre 1982 devant la Commission d'Examen

MM. J. FRIEDEL Président

Y. BALLU

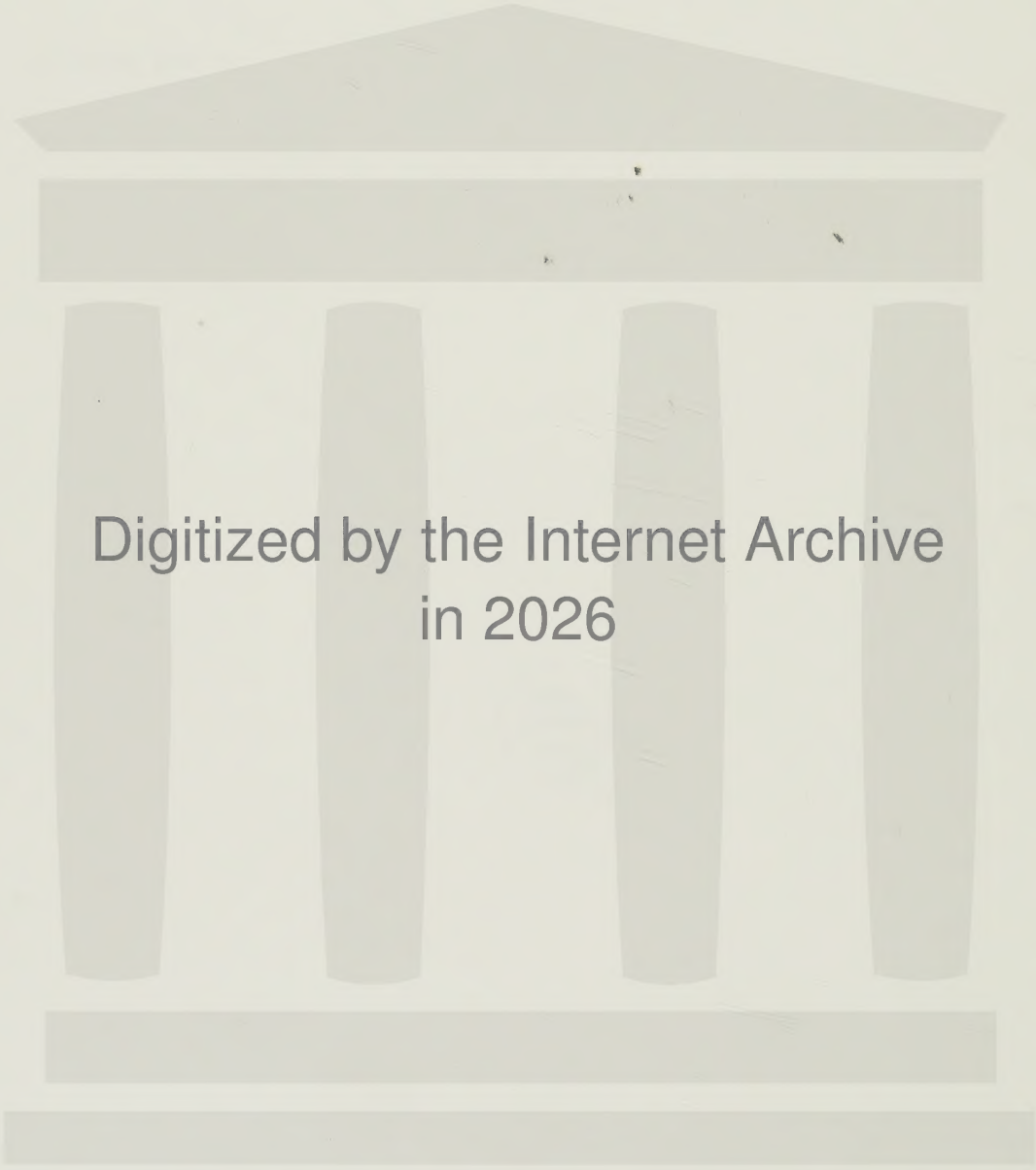
M. EMINYAN

G. LAMPEL

C. PIAGET

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

à mes parents


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543522_0018

SOMMAIRE

INTRODUCTION p.3

CHAPITRE I : Photoémission de GaAs p.7

A. Interface semi-conducteur-vide p.9

B. Mécanismes de photoémission p.15

CHAPITRE II : Le spectromètre à électrons lents p.25

A. Le sélecteur p.27

B. Rotateur et optique de décélération p.47

C. Utilisation du spectromètre p.53

D. Difficultés expérimentales p.59

CHAPITRE III : Elaboration de photocathodes p.73

A. Préparation des surfaces p.73

B. Photocathodes p.80

CHAPITRE IV : Résultats expérimentaux p.89

A. Performances du spectromètre à électrons lents p.89

B. Photocathodes GaAs:Cs-O p.94

CONCLUSION p.109

BIBLIOGRAPHIE p.111

REMERCIEMENTS p.115

INTRODUCTION

L'absorption par un semi-conducteur de lumière polarisée circulairement s'accompagne de la création d'une population électronique polarisée de spin dans la bande de conduction : ce phénomène constitue le pompage optique des électrons de conduction (Lampel (1968)). La polarisation de ces électrons, appelée polarisation initiale et notée P_i, ne dépend, à une énergie d'excitation fixée, que de la symétrie du cristal.

Dans le cas de l'arséniure de gallium, l'absorption de lumière polarisée circulairement d'énergie égale à la largeur de la bande interdite conduit à une polarisation électronique initiale de 50% dans la direction de propagation de la lumière.

L'évolution des électrons créés dans la bande de conduction est régie par deux temps caractéristiques : le temps de recombinaison τ et le temps de relaxation de spin T_1. A la limite d'une vitesse de recombinaison de surface infinie et dans la mesure où la profondeur d'absorption est grande devant les longueurs caractéristiques du processus de diffusion leur polarisation moyenne en régime stationnaire P est simplement (Lampel (1974), Lampel et Eminyan (1980)):

$$P \simeq \frac{T_1}{T_1 + \tau} P_i$$

Le travail de sortie de l'arséniure de gallium peut, par un traitement de surface approprié, être abaissé au point de placer le minimum de la bande de conduction dans le solide à une énergie supérieure à l'énergie du vide. Cette situation particulière, appelée affinité électronique négative, permet l'émission dans le vide des électrons de conduction. Ces résultats ont conduit Garwin et al. (1974), Lampel et Weisbuch

(1975) à proposer l'utilisation de photocathodes d'arséniure de gallium en état d'affinité électronique négative dans des conditions de pompage optique comme sources d'électrons polarisés de spin.

Les électrons émis dans le vide possèdent une polarisation P_e qui n'est autre, en négligeant la relaxation de spin à la traversée de la surface, que la polarisation des électrons de conduction au voisinage de la surface. Reprenant le modèle de diffusion de Pierce et al. (1980), Lampel et Eminyan (1980) ont montré et vérifié expérimentalement que :

$$P_e \simeq \left[\frac{T_1 + \tau}{T_1}\right]^{1/2} P$$

La polarisation des électrons émis est donc supérieure à la polarisation moyenne des électrons dans le cristal.

L'absorption de lumière polarisée circulairement induit également des corrélations entre le spin et le vecteur d'onde des électrons photocréés (Dymnikov et al. (1976)) si bien qu'il devrait être possible, en sélectionnant les électrons émis dans le vide sans avoir été diffusés par les phonons optiques, d'obtenir des polarisations électroniques voisines de 100% .

Nous avons entrepris l'étude de la polarisation des électrons émis par une photocathode d'arséniure de gallium en fonction de leur énergie. Nous tenterons de sélectionner des électrons émis dans le vide sans avoir subi de collisions. La résolution nécessaire à cette étude est inférieure à l'énergie des phonons optiques dans GaAs soit approximativement 30 meV.

Ce mémoire traite principalement de la réalisation d'un spectromètre à électrons lents à haute résolution (20 meV). Un temps important a également été consacré à l'acquisition du "savoir-faire" indispensable à l'élaboration de photocathodes

stables et de rendement quantique élevé.

Nous rappelons dans le chapitre I quelques résultats essentiels pour l'étude de la photoémission de GaAs. Les chapitre II et III décrivent en détail les techniques d'analyse en énergie, le bâti d'ultra-vide et la procédure d'élaboration des photocathodes.

Le chapitre IV présente les premières mesures effectuées avec le spectromètre : elles permettent d'en vérifier le bon fonctionnement.

CHAPITRE I

PHOTOEMISSION DE GaAs

L'arséniure de gallium est un semi-conducteur III-V à bande interdite directe. Sa structure cristalline est analogue à celle de la blende : son groupe de symétrie spatiale est le groupe $F\bar{4}3m$ (T_d^2 en notations de Schoenflies) et son groupe de symétrie ponctuelle est le groupe $\bar{4}3m$ (T_d).

La figure (1,1) représente sa structure de bande d'après les calculs de pseudopotentiel de Chelikowsky et Cohen (1976).

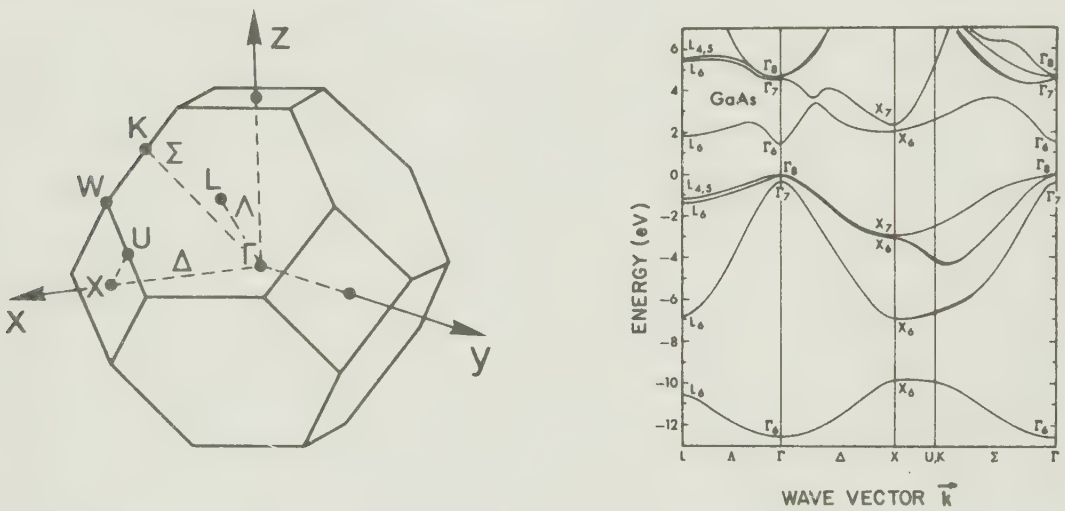


Fig. (1,1) : Zone de Brillouin d'un réseau cubique faces centrées et structure de bande à T=0K d'après Chelikowsky et Cohen (1976).

Les points de haute symétrie du réseau réciproque d'un réseau cubique faces centrées de paramètre de maille a (a=5,65 Å pour GaAs) sont les points de haute symétrie de la cellule de

Wigner-Seitz d'un réseau cubique centré de paramètre $4\pi/a$ donc :

$$X = \frac{2\pi}{a}(1,0,0) \qquad L = \frac{2\pi}{a}\left(\frac{1}{2},\frac{1}{2},\frac{1}{2}\right)$$

$$W = \frac{2\pi}{a}\left(1,0,\frac{1}{2}\right) \qquad K = \frac{2\pi}{a}\left(\frac{3}{4},0,\frac{3}{4}\right)$$

Les points équivalents sont obtenus par application des opérations élémentaires de symétrie. Toutefois la maille cubique centrée n'est pas primitive et les vecteurs du réseau réciproque sont engendrés par les trois vecteurs $(2\pi/a)(-1,1,1)$, $(2\pi/a)(1,-1,1)$, $(2\pi/a)(1,1,-1)$ de la maille élémentaire rhomboédrique.

Les bandes de valence se composent d'une bande de trous lourds et d'une bande de trous légers dégénérées en k=0 et de symétrie Γ_8 * ainsi que d'une bande découplée par interaction spin-orbite de symétrie Γ_7. La bande de conduction de symétrie Γ_6 présente des minima en Γ, L et X. Le tableau ci-dessous en précise les positions relatives sur la figure (1,1) :

Γ_7	Γ_8	Γ_6	L_6	X_6	
-0,35	0,00	1,51	1,82	2,03	(eV)

Les positions en énergie de ces extremums dépendent de la température. Une variation bien connue est celle de la bande interdite en Γ qui est approximativement linéaire entre 100K et 500K avec une pente de $-0,5 meV.K^{-1}$.

Au voisinage de la surface, les bandes se courbent sous l'influence de la charge d'espace. Leurs positions

*Les notations que nous utilisons sont celles de Koster, Dimmock, Wheeler et Statz (1963).

relatives demeurent toutefois inchangées.

Ce chapitre a pour but de définir les paramètres essentiels de l'interface solide-vide et de résumer quelques résultats simples concernant la photoémission de l'arséniure de gallium.

A. INTERFACE SEMI-CONDUCTEUR-VIDE

I. DESCRIPTION

1. Courbure de bande

En l'absence d'états de surface la position des bandes dans le cristal et en surface est identique : on est dans une situation de bandes plates. L'introduction d'états de surface conduit à un transfert de charges entre ces états et le solide donc à la création d'un champ électrique local qui courbe les bandes. Le niveau de Fermi peut ainsi être ancré par des états de surface situés dans la bande interdite. Si, par exemple, la relaxation de la face (110) de GaAs chasse les états de surface de la bande interdite (Chadi(1978)), l'adsorption d'oxygène ou de métal induit dès la première fraction de monocouche des états de surface dans la bande interdite qui bloquent le niveau de Fermi (Fig.(1,2)) et conduisent à une importante courbure de bande δV (Spicer, Chye, Skeath, Su et Lindau (1979)).

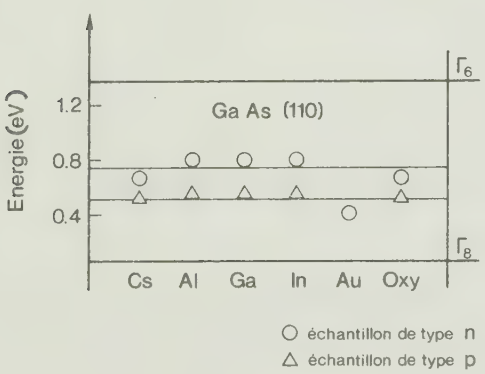


Fig.(1,2)
Ancrage du niveau de Fermi après adsorption de métaux ou d'oxygène sur la face (110) de GaAs d'après Spicer et al. (1979).

La profondeur L de la zone de charge d'espace est approximativement obtenue en intégrant l'équation de Poisson avec une densité de charge constante :

$$L \simeq \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{(Na - Nd)|e|} \frac{\delta V}{|e|} \right]^{1/2} \qquad (1,1)$$

où ε désigne la constante diélectrique du cristal, ε_0 la permittivité diélectrique du vide, $-|e|$ la charge de l'électron et Na (Nd) la concentration en accepteurs (donneurs).

Numériquement : $Na - Nd = 1.10^{19}\ cm^{-3}$, $\delta V = 0,5$ eV $\varepsilon \simeq 12$ conduisent à $L \simeq 80$ Å

2) Travail de sortie

L'énergie qu'il faudrait fournir pour prendre un électron situé dans le solide au niveau de Fermi (à l'énergie E_F) et le placer au repos hors du solide au "niveau du vide" (à l'énergie E_0) est appelée travail de sortie et notée $|e|\phi$. Cette définition est commode pour un semi-conducteur bien qu'il n'y ait pas nécessairement de niveaux électroniques au voisinage de l'énergie de Fermi : de façon complémentaire ϕ est le potentiel, mesuré par rapport à un certain potentiel de référence, qu'il faut appliquer au cristal pour qu'un électron immobile dans le potentiel de référence puisse entrer dans le solide sans rencontrer de barrière de potentiel. Deux grandeurs liées au travail de sortie possèdent une grande importance pratique :

- l'affinité électronique χ

qui est par définition la différence d'énergie entre le "niveau du vide" et le minimum de la bande de conduction en surface.

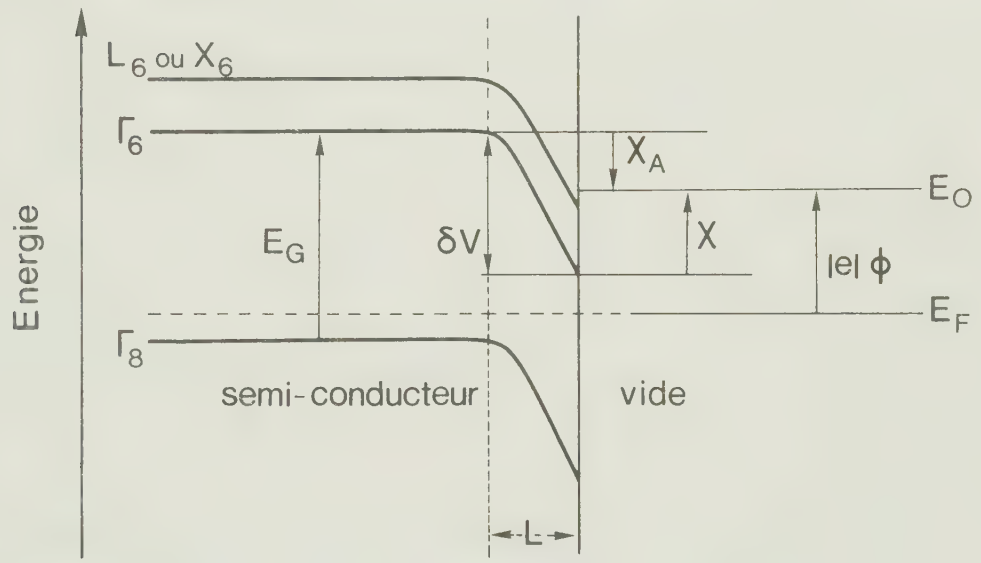
- l'affinité électronique apparente χ_A

qui est la différence d'énergie entre le "niveau du vide" et le

minimum de la bande de conduction à l'intérieur du cristal.

II. ABAISSEMENT DU TRAVAIL DE SORTIE

L'affinité électronique apparente, voisine de 4,5 eV pour une surface d'arséniure de gallium propre (Gobeli et Allen (1965)), peut être abaissée par adsorption d'une couche dipolaire. Dans le cas d'un cristal de GaAs dopé p, seul cas que nous considérons désormais, la coadsorption de césium et d'oxygène réalise une affinité électronique apparente négative (Fig.(1,3)).



(Fig.(1,3))

L'étude théorique d'une telle adsorption, appelée activation, est bien entendu très liée aux propriétés de la surface propre et compliquée par la présence d'adsorbats d'espèces chimiques différentes.

1) Adsorption de césium et d'oxygène

Nous résumons très brièvement les résultats essentiels concernant l'activation de GaAs par coadsorption de césium et d'oxygène qui a, depuis longtemps, suscité de nombreuses recherches. C'est la technique essentiellement utilisée aujourd'hui. Une présentation détaillée est donnée par Piaget (1977).

Au contact du cristal, l'atome de césium transfère au moins partiellement un électron au solide ; la charge échangée dépend de l'ionicité de la liaison. La couche dipolaire ainsi constituée abaisse le travail de sortie du cristal qui atteint un minimum pour un recouvrement en césium de l'ordre de la demi-monocouche. Goldstein (1975) mentionne que sa structure est amorphe tant sur les faces (100) que (111). Van Bommel et Crombeen (1974) observent une structure ordonnée sur la face (110) clivée pour un recouvrement compris entre 0,25 et 0,5 monocouche ; ils suggèrent que l'adsorption ne se fait pas sur site mais que la structure de l'adsorbat est déterminée par la nature des interactions Cs-Cs.

La coadsorption d'oxygène réduit le champ dépolarisant et contracte l'adsorbat. Elle augmente ainsi le moment dipolaire surfacique et abaisse l'affinité électronique apparente au point de la rendre négative. La distance Cs-Cs minimale est réalisée pour le composé Cs_2O. La couche ainsi formée est généralement considérée comme amorphe (Goldstein (1975)).

2) Modèle dipolaire

Un modèle dipolaire simple et qualitatif (d'après MacDonald et Barlow (1963)) met en lumière les principaux phénomènes physiques que nous avons mentionnés. Nous supposons

qu'une seule espèce d'atomes est adsorbée. La surface porte un moment dipolaire surfacique P. L'application du théorème de Gauss montre que le potentiel électrostatique subit à la traversée de la couche dipolaire la discontinuité P/ε_o. La variation du travail de sortie est donc :

$$|e|\Delta\phi = -|e|\frac{P}{\varepsilon_o}$$

Pour calculer le moment dipolaire surfacique nous supposons (ce qui est arbitraire) que l'adsorption se fait sur un réseau plan carré. Nous distinguons alors deux cas :

a) Le réseau est déterminé par la structure de l'adsorbant, possède un paramètre r_a c'est-à-dire $N_S = r_a^{-2}$ sites par unité de surface. La probabilité d'occupation d'un site est le taux de recouvrement N/N_S où N est le nombre d'atomes adsorbés par unité de surface.

b) Le réseau est déterminé par la nature des interactions entre les atomes de l'adsorbat, son paramètre r_b varie avec le nombre N d'atomes adsorbés par unité de surface : $r_b^{-2}=N$.

Le champ créé par un dipôle de moment p dans son plan médiateur est $-p/r^3$. Nous pouvons calculer explicitement le champ E_{dip} créé par l'ensemble des dipôles sauf un au voisinage de ce dernier. On trouve dans le cas a :

$$E^a_{dip} = -p \sum_{réseau\ a} \frac{1}{r^3}\frac{N}{N_S}$$

et dans le cas b

$$E^b_{dip} = -p \sum_{réseau\ b} \frac{1}{r^3}$$

Topping (1927) a montré que :

$$\sum_{réseau\ j} \frac{1}{r^3} = \frac{A}{r_j^3} \qquad (j=a,b)$$

où A est une constante qui vaut 9,034. Partant :

$$E^{a}_{dip} = -pANN_S^{1/2} \qquad \text{et} \qquad E^{b}_{dip} = -p\ AN^{3/2}$$

Distinguons pour chaque dipôle d'une part un moment "initial" p_i, celui d'un seul atome de césium adsorbé, $p_i = qd$ où q est la charge effective de l'ion, d la distance entre l'ion et son image, d'autre part une correction p_{ind}, induite par le champ des dipôles voisins. Notant α la polarisabilité d'un atome adsorbé, on obtient : $p_{ind} = \alpha\ E^{j}_{dip} = -\alpha p A f_j(N,N_S)$ où $f_j(N,N_S)$ vaut $NN_S^{1/2}$ dans le cas j=a et $N^{3/2}$ dans le cas j=b.

Nous déduisons :

$$p = p_i + p_{ind} = \frac{p_i}{1 + \alpha A f_j(N,N_S)}$$

et la variation du travail de sortie s'écrit :

$$|e|\Delta\phi = -|e|\frac{qdN}{\varepsilon_o(1 + \alpha A f_j(N,N_S))} \qquad (1,2)$$

Dans cette expression le terme $\varepsilon_o(1 + \alpha A f_j(N,N_S))$ joue le rôle d'une constante diélectrique effective. Pour GaAs:Cs le cas b est plus réaliste puisque l'adsorption ne se fait pas sur sites. Cette formule a le mérite de mettre en évidence l'existence d'un minimum du travail de sortie en fonction du nombre d'atomes adsorbés par unité de surface.

Remarque : Le calcul peut être conduit de la même manière pour un réseau hexagonal, le même type de résultat est obtenu. Dans la formule finale A vaut alors 8,894 (Topping (1927)).

B. MECANISMES DE PHOTOEMISSION

I. ABSORPTION OPTIQUE

L'absorption de photons d'énergie $h\nu$ (ν: fréquence de la lumière ; $h=2\pi\hbar$: constante de Planck) supérieure à la largeur de la bande interdite se traduit par des transitions optiques "verticales" entre les bandes de valence et la bande de conduction. Dans le cas d'un matériau assez pur, le coefficient d'absorption $\alpha(h\nu)$ est proportionnel à $(h\nu-E_G)^{1/2}$ et traduit la dépendance en énergie de la densité d'états conjointe des bandes de valence et de conduction. Dans le cas d'un matériau fortement dopé l'absorption peut avoir lieu pour des photons d'énergie $h\nu<E_G$ (absorption de niveaux d'impuretés, absorption due aux porteurs libres). Le nombre d'électrons photoexcités dans la bande de conduction est proportionnel au nombre de photons absorbés.

Si nous choisissons pour axe des x la normale à la surface orientée vers l'intérieur du cristal supposé semi-infini, la fonction de génération de porteurs dans la bande de conduction, normalisée à un flux de photons incident unité, prend la forme :

$$G(x) = (1-R(\lambda))\beta e^{-\alpha x} \qquad (1,3)$$

Dans cette formule β/α désigne la fraction du nombre de photons absorbés qui crée des électrons dans la bande de conduction et $R(\lambda)$ le coefficient de réflexion à la longueur d'onde λ. A l'incidence normale $R(\lambda)$ ne dépend pas de la polarisation de la lumière. Il est lié à l'indice de réfraction $n=/\varepsilon$ par la relation

$$R(\lambda) = \frac{(n-1)^2 + (\alpha\lambda/4\pi)^2}{(n+1)^2 + (\alpha\lambda/4\pi)^2} \qquad (1,4)$$

Pour GaAs à température ambiante $\alpha \sim 10^4 cm^{-1}$ lorsque $h\nu$ excède quelque peu E_G. R est alors voisin de 30% .

II. PHENOMENES DE TRANSPORT

Les électrons, après leur création dans la bande de conduction évoluent dans le cristal et perdent une partie de leur énergie par collisions. A relativement haute énergie le processus dominant est la diffusion par les phonons optiques peu dispersés et d'énergie $\hbar\omega_o \simeq 30$ meV (Waugh et Dolling (1963)). Le taux de diffusion par les phonons optiques d'un électron d'énergie cinétique $E \gg \hbar\omega_o$ est, dans l'approximation de la masse effective, proportionnel à la densité d'états finals et inversement proportionnel à l'énergie perdue en moyenne lors d'une collision (Conwell (1967) pp. 149-153). Ce taux de diffusion varie comme :

$$N(E)\ \frac{1}{\hbar\omega_o}\ \frac{e^{\hbar\omega_o/k_BT} + 1}{e^{\hbar\omega_o/k_BT} - 1} \qquad (1,5)$$

où N(E) est la densité d'états de la bande de conduction à l'énergie E (proportionnelle à $E^{1/2}$ dans ce modèle de bandes paraboliques), k_B la constante de Boltzmann et T la température absolue. Puisque la vitesse des électrons est également proportionnelle à $E^{1/2}$, le libre parcours associé, ℓ_s, ne dépend pas de leur énergie.

Le processus de transport des électrons dans le cristal d'arséniure de gallium fait généralement intervenir plusieurs vallées. Qualitativement le libre parcours moyen est plus faible dans les vallées L ou X qui ont de fortes densités

d'états que dans la vallée Γ. De même le taux de diffusion de Γ vers X ou L (lorsque la conservation de l'énergie le permet) est supérieur au taux de diffusion de X ou L vers Γ. Pour donner quelques ordres de grandeur le taux de diffusion par phonons optiques dans les vallées latérales est supérieur à $10^{14}s^{-1}$ alors qu'il est voisin de $10^{13}s^{-1}$ en Γ ; le taux de diffusion de Γ vers L ou X vaut quelques $10^{14}s^{-1}$ tandis que le taux de diffusion de L ou X vers Γ est proche de 10^{12} s^{-1} (d'après Piaget (1977)).

Pour éviter les pertes d'énergie durant la traversée de la zone de charge d'espace et réaliser une photocathode efficace nous maintiendrons cette région aussi étroite que possible, c'est-à-dire, d'après (1,1), choisirons un dopage Na-Nd aussi grand que possible dans la mesure où les collisions électrons-trous ou la diffusion par les impuretés ionisées ne réduisent pas le libre parcours. Un bon compromis est $Na-Nd \sim 1 \times 10^{19} cm^{-3}$.

1) Transport des électrons thermalisés

Ce processus peut être convenablement décrit par une équation de diffusion dans un modèle à une ou plusieurs vallées (James (1969), James et Moll (1969)). Nous rappelons à titre d'exemple le modèle de diffusion stationnaire à une dimension des électrons thermalisés dans la vallée Γ. Un certain nombre de généralisations est donné par Bell (1973). Nous supposons que la fonction de génération de porteurs possède la forme simple $G(x) = (1-R)\alpha e^{-\alpha x}$. Ceci suppose (formule (1,3)) que le cristal est semi-infini et que l'absorption est due exclusivement à des transitions qui peuplent la bande de conduction.

Désignons par $n(x)$ la densité électronique dans la bande de conduction. L'équation de diffusion s'écrit :

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} n(x) - \frac{1}{\Lambda_d^2} n(x) + \frac{(1-R)\alpha}{D_e} e^{-\alpha x} = 0$$

où D_e est le coefficient de diffusion électronique et Λ_d la longueur de diffusion. Les conditions aux limites sont simplement :

$$\lim_{x \to \infty} n(x) = 0 \qquad \text{et} \qquad S_o = \frac{D_e}{n(0)} \frac{\partial n}{\partial x}(x)\Big|_{x=0}$$

S_o est appelée "vitesse de recombinaison de surface" et correspond à la vitesse de disparition des porteurs à la surface, quelle que soit la cause de cette disparition. Si nous supposons que la probabilité d'émission d'un électron dans le vide est P (P ainsi définie est une grandeur moyenne) il est aisé de calculer le rendement quantique de la photocathode c'est-à-dire le rapport du nombre d'électrons émis au nombre de photons incidents. On obtient :

$$Y = \alpha P(1-R(\lambda)) \frac{S_o}{(\alpha + \frac{1}{\Lambda_d})(S_o + \frac{D_e}{\Lambda_d})} \qquad (1,6)$$

L'ordre de grandeur de S_o peut être évalué en calculant le flux de particules à travers un plan en statistique de Boltzmann. On trouve :

$$S_o \sim \left[\frac{k_B T}{2\pi m^*}\right]^{1/2}$$

où m^* désigne la masse effective des électrons de conduction.

Numériquement : une température de 300 K et un rapport de la masse effective de conduction à la masse de l'électron libre $m^*/m=0,07$ conduisent à $S_o \sim 1.10^7$ cm.s^{-1}; avec $D_e=100$ cm^{2}s^{-1} et $\Lambda_d = 1$ µm : $D_e/\Lambda_d=1.10^6$cm.s^{-1}.

Généralement D_e/Λ_d est négligeable devant S_o et nous obtenons la relation :

$$\frac{1}{P} + \frac{1}{P\Lambda_d \alpha(\lambda)} = \frac{1-R}{Y} \qquad (1,7)$$

qui permet de déterminer graphiquement les paramètres P et Λ_d en traçant $(1-R)/Y$ en fonction de $1/\alpha(\lambda)$.

2) Transport des électrons chauds

Lors d'une collision avec un phonon optique l'électron perd en moyenne l'énergie :

$$\hbar\omega_o (e^{\hbar\omega_o/k_BT} - 1)/(e^{\hbar\omega_o/k_BT} + 1)$$

A 300 K cette perte d'énergie est voisine de 15 meV. Un électron créé à une énergie appréciable doit par conséquent subir un grand nombre de chocs avant de se thermaliser et le transport des électrons chauds présente une importance pratique notable. Deux approches sont utilisées pour le décrire :

- analytique : à cette catégorie appartiennent l'étude directe de l'équation de transport (Bartelink, Moll, Meyer (1963)), la théorie des âges (Baraff (1964)), l'approximation unidimensionnelle de Kane (1966) ou les modèles de marche au hasard (Duckett (1968)). Ces méthodes ne prennent pas en compte la variation avec l'énergie des libres parcours ; elles constituent un guide pour appréhender les phénomènes mis en jeu.

- numérique : citons par exemple le calcul Monte-Carlo de Stuart et Wooten (1967) ou très récemment l'étude de Maksym (1982). Ces modèles prennent éventuellement en compte la variation des libres parcours avec l'énergie et permettent l'utilisation d'hypothèses plus complexes (couplages avec les phonons acoustiques, interactions électrons-électrons, diffusion par

les impuretés...). Elles nécessitent un calcul lourd et il est assez difficile d'en tirer un enseignement général.

3) Traversée de la zone de charge d'espace

La probabilité pour qu'un électron traverse la zone de charge d'espace sans subir de collision est e^{-L/ℓ_s}. Si nous retenons la valeur L=100 A, cette probabilité est de 90% pour les électrons de Γ ($\ell_s \simeq 1000$ A) alors qu'elle n'est que de 8% pour les électrons de L ou X ($\ell_s \simeq 40$ A).

Dans le cas d'une faible courbure de bande ($\delta V < L_6 - \Gamma_6 \simeq 0,3$ eV) et d'une excitation à l'énergie $h\nu < L_6 - \Gamma_8 \simeq 1,82$ eV, le transport des électrons s'effectue essentiellement dans la vallée Γ et le problème est relativement simple. Lorsque la courbure de bande δV est supérieure à $L_6 - \Gamma_6$ des électrons de Γ peuvent être, dans la zone de charge d'espace, diffusés dans la vallée L et le transport des électrons s'effectue dans plusieurs vallées.

Burt et Inkson (1976a-b, 1977) calculent d'autre part des transparences de surface de l'ordre de 30% pour les faces (111)A (composée d'atomes de gallium), (111)B (composée d'atomes d'arsenic) et inférieure d'un ordre de grandeur pour la face (110), par ailleurs beaucoup moins recombinante. Les électrons réfléchis et d'énergie suffisante peuvent être diffusés vers les vallées latérales (principalement L pour la face (111) B et X pour la face (100)). Ces processus constituent, pour des électrons thermalisés, le moyen privilégié de peuplement des vallées latérales. Par suite de collisions une partie des électrons réfléchis peut revenir vers la surface et augmente ainsi la probabilité totale d'émission ; les électrons réfléchis contribuent toutefois à élargir la distribution énergétique des électrons photoémis et donnent éventuellement naissance à une queue basse énergie (observée sur la face (110) par James

(1969), James et Moll (1969)).

Mentionnons enfin que les états localisés dans le puits de potentiel constitué par la région de charge d'espace pourraient posséder un rôle capital dans le processus de photoémission (Musatov, Korotkikh et Shadrin (1981)).

II. EMISSION DES ELECTRONS DANS LE VIDE

-Considérons un électron de vecteur d'onde k situé dans le solide au voisinage de la surface. Son état est décrit par l'onde de Bloch :

$$\varphi_k(r) = U_k(r)\, e^{ik.r}$$

Les fonctions $U_k(r)$ possèdent la périodicité spatiale du réseau réciproque et la fonction d'onde peut être réécrite :

$$\varphi_k(r) = \sum_G A(G)\, e^{i(k+G).r}$$

où la sommation sur G désigne la sommation sur les vecteurs du réseau réciproque. L'électron est émis dans le vide avec le vecteur d'onde q sous la forme d'une onde plane $e^{iq.r}$. La continuité de la fonction d'onde à la traversée de la surface se traduit par la condition :

$$\sum A(G)\, e^{i(k+G)_t.r} = e^{iq_t.r}$$

L'indice t (resp. n) désigne la composante du vecteur d'onde tangentielle (resp. normale) à la surface. Pour que cette relation soit satisfaite pour tout vecteur r il faut qu'il existe un vecteur du réseau réciproque tel que $(k+G)_t=q_t$: la composante parallèle à la surface du vecteur d'onde est conservée, à une composante parallèle à la surface d'un vecteur

du réseau réciproque près.

La composante normale à la surface du vecteur d'onde de l'électron dans le vide est alors déterminée par la conservation de l'énergie totale :

$$\frac{\hbar^2 q^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m} \left((k+G)_t^2 + q_n^2\right) = E - E_o \qquad (1,8)$$

où E est l'énergie de l'électron dans le solide.

Prenons par exemple le cas d'un électron situé en Γ et de l'une des faces (100), (111) ou (110) : la plus petite valeur non nulle de $|G_t|$ est $2\pi/a$ ce qui conduit à $\hbar^2/2m\ (2\pi/a)^2 \simeq 4,7$ eV$>\Gamma_6 - E_o$; l'émission d'électrons voisins de Γ n'est donc possible qu'avec conservation de k_t, soit $q_t = k_t$. Considérons maintenant le cas d'un électron situé en l'un des points X et choisissons la face (110) pour surface émissive. Comme le font remarquer Burt et Inkson (1975) l'addition du vecteur du réseau réciproque $G=2\pi/a\ (1,1,-1)$ au vecteur d'onde $k=2\pi/a\ (0,0,1)$ de l'une des vallées X annule la composante $(k+G)_t$ et autorise ainsi le processus d'émission. La plus petite valeur non nulle de $(k+G)_t$ est obtenue dans le cas des autres vallées X et pour G=0 ; elle conduit à la valeur minimale de l'énergie cinétique

$$\frac{\hbar^2}{2m} q_t^2 = \frac{1}{2} \frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{2\pi}{a}\right]^2 \simeq 2,4 \text{ eV}$$

qui excède l'énergie $X_6 - E_o$: l'émission d'électrons à partir de ces vallées est interdite.

-Si nous supposons la vallée Γ isotrope, la conservation de la composante parallèle à la surface du vecteur d'onde permet de développer un modèle simplifié du processus d'émission.

Nous choisissons l'origine des énergies en bas de la bande de conduction en surface et définissons θ, angle d'incidence sur la surface, et φ, angle d'émergence dans le vide, par les relations $tg\theta=k_t/k_n$ et $tg\varphi=q_t/q_n$.

La relation (1,8) s'écrit :

$$\chi + \frac{\hbar^2}{2m}(k_t^2 + q_n^2) = \frac{\hbar^2}{2m^*}(k_t^2 + k_n^2)$$

Partant, il est aisé d'établir la relation qui lie θ et φ :

$$\sin\theta = \left[\frac{m}{m^*}\right]^{1/2}\left[\frac{E-\chi}{E}\right]^{1/2}\sin\varphi \qquad (1,9)$$

L'interface solide-vide se comporte comme un milieu d'indice $(m/m^*)^{1/2}[(E-\chi)/E]^{1/2}$, très réfringent lorsque $E-\chi$ approche ou excède E.

La transparence de la surface peut être évaluée en traitant la surface comme une marche de potentiel (Piaget (1977)). Le coefficient de transmission t est alors $t=(4k_nq_n)/(k_n+q_n)^2$ soit :

$$t = \frac{4\left[\frac{m^*}{m}[(1-\frac{m^*}{m}\sin^2\theta)E-\chi]E\right]^{1/2}\cos\theta}{\left[[(1-\frac{m^*}{m}\sin^2\theta)\,E-\chi]^{1/2} + (\frac{m^*}{m}E)^{1/2}\cos\theta\right]^2}$$

Il s'annule lorsque θ atteint la valeur limite θ_ℓ :

$$\theta_\ell = \mathrm{Arcsin}[(m/m^*)(1-\chi/E)]^{1/2}$$

Cet angle définit le cône d'électrons susceptibles d'être émis.

Lors de la traversée de la région de charge d'espace

seule la composante tangentielle du vecteur d'onde est modifiée par le champ électrique : dans le cas d'électrons thermalisés $\hbar^2 k_t^2/2m^*$ conserve la valeur moyenne thermique 1/2 $k_B T$. Si nous négligeons l'énergie moyenne des électrons à l'intérieur du cristal (3/2 $k_B T$) devant l'énergie cinétique gagnée lors de la traversée de la zone de courbure de bande ($|e|\delta V$), (1,9) montre que

$$\sin\varphi \simeq \left[\frac{k_B T}{-2\chi_A}\right]^{1/2} \left[\frac{m^*}{m}\right]^{1/2}$$

La majorité des électrons seraient donc émis dans un cône très étroit ($\varphi \simeq 4°$ lorsque T=300 K et χ_A=-0,2 eV). En pratique les irrégularités de la surface élargissent notablement l'angle d'émission (Bradley, Allenson et Holeman (1977)).

CHAPITRE II

LE SPECTROMETRE A ELECTRONS LENTS

Les procédés de sélection en énergie des électrons (de charge $-|e|$ et de masse m) utilisent les propriétés focalisatrices de champs magnétiques ou électriques. Ballu (1980) en présente une revue très complète. L'étude d'électrons polarisés de spin excluant l'utilisation de champs magnétiques, nous avons choisi un analyseur purement électrostatique, le condensateur cylindrique, qui allie une relative simplicité de réalisation à d'excellentes performances. Ce type d'analyseur a été étudié dès 1929 par Hughes et Rojansky et le traitement général de ses propriétés de focalisation a été effectué par Herzog (1934) ; il n'a, depuis cette époque, cessé d'être amélioré, essentiellement en substituant aux armatures du condensateur des grilles de grande transparence aux électrons afin d'éliminer les perturbations dues à la charge d'espace créée par les électrons réfléchis sur les parois (Marmet et Kerwin (1960)) et en neutralisant les champs magnétiques parasites. Un soin particulier doit être apporté à l'élimination des électrons situés, par suite de collisions par exemple, sur des trajectoires indésirables. La résolution de ce type d'analyseur peut, sous ces conditions, atteindre une dizaine de meV.

Dans notre montage expérimental, les électrons analysés seront émis soit d'une cathode thermoionique en tungstène lors de la mise au point de l'optique (Fig.(2,1)), soit d'une photocathode GaAs:Cs-O ; ils devront dans tous les cas être décélérés pour être sélectionnés en énergie. Une optique composée de lentilles cylindriques réalisera cette fonction ainsi que la collimation et les réglages de déflexion du faisceau. Pour utiliser une photocathode comme source, il

nous faudra enfin disposer d'un deuxième déflecteur électrostatique qui, grâce à un perçage, laisse passer le faisceau lumineux. La géométrie choisie (Fig.(2,2)) permet, dans les expériences de pompage optique, d'aligner le spin des électrons en sortie du sélecteur dans la direction requise pour l'emploi d'un polarimètre de Mott.

Les impératifs que nous nous sommes fixés : haute résolution (20 meV) et transmission uniforme lors de l'étude d'une distribution dont la largeur en énergie est de quelques eV, bonne luminosité afin de permettre l'emploi du détecteur de Mott, ne correspondent pas aux usages les plus courants de ces sélecteurs très employés en physique des collisions. En effet, dans ces expériences, l'optimisation du courant transmis est effectuée au voisinage d'une énergie imposée par la nature de la cathode afin de disposer d'un faisceau monocinétique et intense d'électrons.

Nous allons dans ce chapitre discuter simplement les propriétés de l'analyseur électrostatique cylindrique ; notre but n'est pas d'en présenter une étude générale mais plutôt de dégager les idées physiques qui en permettent l'utilisation optimale et de faciliter la lecture d'une littérature abondante. En particulier, nous examinerons les effets de la charge d'espace et des champs magnétiques résiduels qui, bien qu'il soit difficile d'en donner un traitement rigoureux, privilégient l'usage des sélecteurs de petites dimensions. Nous décrirons en détail les optiques électroniques utilisées en précisant les critères qui ont conduit à leur définition. Nous présenterons également le système d'alimentation électrique qui, par sa commodité d'emploi, nous semble particulièrement adapté à ce type d'appareillage. Enfin, nous mentionnerons les différentes difficultés expérimentales inhérentes aux optiques électroniques à très basse énergie.

A. LE SELECTEUR

I. PRINCIPE

1) Généralités

Une portion de condensateur définie par deux cylindres coaxiaux de rayons R_I (rayon intérieur) et R_E (rayon extérieur), d'étendue angulaire φ, crée entre ses armatures portées respectivement aux potentiels $V(R_I)$ et $V(R_E)$ un champ radial dont la valeur à la distance ρ de l'axe est :

$$E(\rho) = \frac{V(R_I) - V(R_E)}{\ln(R_E/R_I)} \cdot \frac{1}{\rho} = \frac{mK}{|e|} \cdot \frac{1}{\rho} \qquad (2,1)$$

Des électrons qui entrent normalement dans le condensateur à une distance ρ de l'axe avec l'énergie cinétique $1/2\ mv_o^2 = E_o$ vérifiant la condition d'égalité entre force centrifuge et force électrostatique :

$$E_o = |e| \frac{V(R_I) - V(R_E)}{2\ln(R_E/R_I)} \qquad (2,2)$$

décrivent la trajectoire circulaire de rayon ρ. Cette valeur E_o est appelée "énergie d'accord" ou "énergie d'analyse". Remarquons que la condition (2,2) est indépendante de ρ.

Nous allons montrer que ce type de condensateur, appelé "analyseur électrostatique cylindrique", possède de plus, dans un plan normal à l'axe, des propriétés de dispersion et de focalisation identiques à un système de prisme et de lentilles : il se comporte pour un faisceau d'électrons comme un monochromateur optique pour un pinceau lumineux. A cette fin, nous allons utiliser l'approche particulièrement simple de

Rogers et Horton (1943) qui reprennent la méthode de Dempster (1937) ; on trouvera la théorie générale de l'analyseur et l'analogie optique détaillée dans l'article fondamental de Herzog (1934). Le calcul en coordonnées cylindriques (ρ,θ) est mené dans le plan (xOy) normal à l'axe. Les notations sont précisées sur la figure (2,3)

2) Equation du mouvement dans le condensateur

La relation fondamentale de la dynamique se traduit, en coordonnées polaires, par les deux équations différentielles :

$$\ddot{\rho} - \rho\dot{\theta}^2 = -K/\rho \qquad (2,3)$$

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{d}{dt}(\rho^2\dot{\theta}) = 0 \qquad (2,4)$$

où le $\dot{}$ désigne la dérivation par rapport au temps. L'équation (2,4) est simplement la loi des aires, c'est-à-dire la conservation du moment cinétique pour un mouvement à force centrale.

La transformation standard $\rho=1/u$ conduit à l'équation de la trajectoire :

$$u'' + u - \frac{K}{(\rho^2\dot{\theta})^2} \cdot \frac{1}{u} = 0 \qquad (2,5)$$

où cette fois $'$ désigne la dérivation par rapport à θ. Cette équation n'admet pas de solution analytique : nous la résoudrons approximativement en nous limitant à l'ordre 1.

En pratique, un analyseur est réalisé en disposant des fentes d'entrée et de sortie étroites parallèlement aux plans d'entrée et de sortie du condensateur et à une certaine distance de ceux-ci . Les trajectoires des électrons s'effectuent autour

d'une "trajectoire moyenne", décrite par un électron émis normalement du centre de la fente d'entrée et possédant dans le plan d'entrée l'énergie d'accord E_0. Cet électron parcourt dans le condensateur une trajectoire circulaire de rayon ρ_0 appelé "rayon moyen" (donc une distance $L=\rho_0\varphi$).

Nous posons $\rho=\rho_0(1+\delta)$ où δ est considéré comme un infiniment petit du premier ordre.

Avec ce changement de variable (2,5) s'écrit :

$$\delta'' + Q\delta - q = 0 \qquad (2,6)$$

où :

$$Q = 1 + \left[\frac{\rho_0 v_0}{\rho^2\dot{\theta}}\right]^2 \quad \text{et} \quad q = 2 - Q \qquad (2,7)$$

Cette relation fait intervenir le rapport du moment cinétique d'accord $\rho_0 v_0$ au moment cinétique de l'électron $\rho^2\dot{\theta}$ qui, d'après (2,4), est une constante du mouvement. Pour un électron qui décrit la trajectoire moyenne Q=2 et q=0.

La solution de l'équation différentielle du second ordre à coefficients constants (2,6) est :

$$\delta(\theta) = \frac{q}{Q}(1-\cos(Q^{1/2}\theta))+\delta_0\cos(Q^{1/2}\theta)+\delta_0' Q^{-1/2}\sin(Q^{1/2}\theta) \qquad (2,8)$$

en tenant compte des conditions initiales $\delta(o)=\delta_0$ et $\delta'(o)=\delta_0'$.

3) Propriétés de focalisation

Supposons une source ponctuelle S située à la distance ℓ du plan d'entrée du condensateur. Nous assimilons à des droites les trajectoires des électrons de part et d'autre du condensateur ; ρ_0 désigne le rayon de l'équipotentielle contenant la projection orthogonale de S sur le plan d'entrée.

Si nous tenons compte du rapport

vitesse radiale/vitesse tangentielle = $\dot{\rho}/\rho\dot{\theta}=\rho'/\rho$ (2,9)

les conditions initiales de (2,8) s'écrivent (Fig.(2,3)) :

$$\delta_o = \frac{\ell}{\rho_o} \operatorname{tg}\alpha_I \quad \text{et} \quad \delta'_o = \operatorname{tg}\alpha_I$$

où α_I est l'angle d'incidence dans le condensateur. (2,8) montre que le calcul ne reste correct tout au long de la trajectoire que si q/Q et δ'_o sont des infiniment petits de même ordre que δ_o.

Soit v_e la vitesse d'un électron dans le plan d'entrée du condensateur, assimilée à sa vitesse tangentielle puisque la différence est d'ordre 2 (en $\alpha_I{}^2$) : on peut montrer à partir de (2,7) que q/Q est de même ordre que $(v_e-v_o)/v_o$. Désignons par v sa vitesse et E son énergie cinétique dans le potentiel $V(\rho_o)$; nous suivons sa trajectoire en supposant que $(v-v_o)/v_o$ et $(v_e-v_o)/v_o$ sont de même ordre que δ_o.

Cet électron entre dans le condensateur à une distance ρ de l'axe qui dépend de son angle d'incidence α_I et la conservation de l'énergie totale se traduit, après simplification, par la relation :

$$\frac{1}{2} v^2 + v_o^2 \ln \rho_o = \frac{1}{2} v_e^2 + v_o^2 \ln \rho$$

qui s'écrit au premier ordre :

$$v_e = v(1 - \delta) \qquad (2,10)$$

Le moment cinétique $\rho^2\dot{\theta}$ se réduit alors à $\rho_o v$ et ne dépend que de l'énergie cinétique de l'électron au moment de son émission et non de ρ comme on aurait pu s'y attendre.

Après avoir posé :

$$\frac{dE}{E_o} = \frac{E-E_o}{E_o} \quad \text{c'est-à-dire} \quad \frac{v-v_o}{v_o} = \frac{1}{2}\frac{dE}{E_o} \qquad (2,11)$$

le développement de (2,7) conduit au résultat simple :

$$Q = 2\left[1 - \frac{dE}{2E_o}\right] \quad \text{et} \quad q = \frac{dE}{E_o} \qquad (2,12)$$

La méthode utilisée permet donc de calculer correctement les trajectoires des électrons d'énergie voisine de l'énergie d'accord : lors d'une analyse en énergie les électrons qui ne satisfont pas à cette condition quittent très tôt (d'après (2,8)) le voisinage de la trajectoire moyenne et, si $(R_E-\rho_o)/\rho_o$ et $(\rho_o-R_I)/\rho_o$ sont faibles, traversent les grilles qui constituent les armatures ; dès cet instant, le champ cesse d'être radial et leur mouvement ultérieur échappe à ce traitement.*

La relation (2,9) fournit l'angle d'émergence $\alpha(\varphi) = \delta'(\varphi)$ (puisque $\delta'(\varphi)$ est également une quantité du premier ordre). L'équation de la trajectoire rectiligne en sortie du condensateur lie l'écart à la trajectoire moyenne x à la distance au plan de sortie y :

$$x = \rho_o\delta(\varphi) + y\,tg\alpha(\varphi)$$

C'est-à-dire, en tenant compte de (2,8), que nous disposons des équations :

$$\alpha(\varphi) = a + \delta_o b \qquad (2,13)$$

$$x = ay + \rho_o d + \delta_o(by + \rho_o e) \qquad (2,14)$$

où a, b, d, e sont des paramètres qui ne dépendent que des

*Mentionnons maintenant que des plaques collectrices situées en retrait des grilles, hors de la région d'analyse, éliminent ces électrons qui ne nuisent donc pas au bon fonctionnement du sélecteur.

quantités q et Q (donc que de l'énergie cinétique des électrons) et permettent d'exprimer toutes les propriétés optiques du système.

$$a = \frac{q}{Q^{1/2}} \sin(Q^{1/2}\varphi) \qquad (2,15)$$

$$b = \frac{\rho_o}{\ell} \cos(Q^{1/2}\varphi) - Q^{1/2} \sin(Q^{1/2}\varphi) \qquad (2,16)$$

$$d = \frac{q}{Q} (1 - \cos(Q^{1/2}\varphi)) \qquad (2,17)$$

$$e = \frac{\rho_o}{\ell Q^{1/2}} \sin(Q^{1/2}\varphi) + \cos(Q^{1/2}\varphi) \qquad (2,18)$$

Le point de focalisation s'obtient en annulant dans (2,14) le terme δ_o (by + ρ_oe) qui dépend de l'angle d'incidence ; à l'accord circulaire (dE/E_o=0) son ordonnée y_o est simplement

$$y_o = - \rho_o \left[\frac{e}{b}\right]_{\frac{dE}{E_o}=0}$$

Pour dE/E_o non nul, la quantité $by_o + \rho_o e$ reste d'ordre 1 en dE/E_o donc le terme $\delta_o(by_o+\rho_o e)$ est négligeable ; lorsque dE/E_o reste petit il y a focalisation dans le plan $y = y_o$, en un point d'abscisse x proportionnelle à dE/E_o :

$$x = ay_o + \rho_o d \quad , \quad y = y_o \qquad (2,19)$$

Remarques

1) Du point de vue de l'utilisateur, il est commode de travailler avec des potentiels $V(R_I)$ et $V(R_e)$ symétriques par rapport au potentiel $V(\rho_o)$ de la trajectoire moyenne, dit "potentiel d'analyse" et noté désormais V_A ; ceci est possible à condition (d'après (2,1)) de choisir la valeur particulière $\rho_o=(R_E R_I)^{1/2}$.

2) Dans ces conditions, la relation d'accord (2,2) devient, si l'on désigne par E l'énergie cinétique des électrons dans le

potentiel zéro :

$$E = |e| \left[\frac{V(R_I) - V(R_E)}{2\ln(R_E/R_I)} - \frac{V(R_I) + V(R_E)}{2} \right] \quad (2,20)$$

Nous allons maintenant montrer que quelques considérations très simples permettent de définir les critères essentiels nécessaires à la réalisation d'un analyseur performant.

II. CONJUGAISON DES FENTES

A l'accord circulaire, le point de focalisation est défini par x=0 ; l'équation (2,19) donne alors :

$$y_o = \rho_o \frac{\cos(\sqrt{2}\varphi) + (\rho_o/\ell\sqrt{2})\sin(\sqrt{2}\varphi)}{\sqrt{2}\sin(\sqrt{2}\varphi) - (\rho_o/\ell)\cos(\sqrt{2}\varphi)}$$

Pour $\varphi=\pi/\sqrt{2}\simeq 127°$ ou un multiple de cet angle, une fente placée dans le plan d'entrée du sélecteur est conjuguée d'une fente placée dans le plan de sortie car nous avons alors $\ell=0$ et $y_o=0$. Si nous imposons que les fentes soient respectivement situées à la même distance ℓ des plans d'entrée et de sortie du sélecteur, la relation ci-dessus devient :

$$\frac{\ell}{\rho_o} = \frac{1}{\sqrt{2}\,tg\varphi/\sqrt{2}} \qquad (\varphi \in]0,\pi/\sqrt{2}[) \qquad (2,21)$$

Les fentes offrent d'autre part l'avantage de réduire les effets de bord au voisinage de la trajectoire moyenne si l'on prend la précaution de leur appliquer le potentiel V_A. Dans ces conditions (2,13) conduit simplement à $\alpha(\varphi)=-\alpha_I$: le grandissement angulaire est -1.

III. RESOLUTION ET FONCTION D'APPAREIL

Nous nous proposons de calculer la forme de la fonction d'appareil, c'est-à-dire de calculer l'intensité transmise en fonction de l'énergie d'accord lorsque le faisceau d'électrons incident est monocinétique. Nous supposons désormais que les fentes ayant été positionnées en respectant (2,21) sont portées au potentiel V_A et possèdent la même largeur s.

a) Considérons une source monocinétique ponctuelle située au centre de la fente d'entrée qui émet des électrons d'énergie cinétique $E=1/2\ mv^2$ très voisine de E_o. Nous pouvons calculer à partir des relations (2,12), (2,15 à 19) l'abscisse du point de focalisation ; nous obtenons ainsi l'importante relation de dispersion :

$$x = \rho_o \frac{dE}{E_o} \qquad (2,22)$$

Dans ce cas, la fonction d'appareil est une porte rectangulaire de largeur $E_o s/\rho_o$, normalisée à une hauteur unité.

b) Nous avons mis en évidence précédemment (Eq.(2,19)) les propriétés de focalisation du système, qui, puisque nous avons remarqué que l'énergie d'accord ne dépend pas de ρ_o, restent vraies pour un objet occupant une position arbitraire dans le plan de la fente d'entrée. Pour calculer le grandissement linéaire entre fentes d'entrée et de sortie, il nous suffit de considérer un faisceau monocinétique parallèle d'électrons de vitesse v_o émis normalement de la fente d'entrée. Nous pouvons alors appliquer les résultats ci-dessus : un électron qui entre dans le condensateur à la distance ρ de l'axe (donc est issu d'un point d'abscisse $\rho_o\delta$ du plan de la fente d'entrée) a subi une modification d'énergie cinétique donnée par (2,10) et (2,11) :

$$\frac{dE}{E_o} = -2\delta$$

Dans le plan de la fente de sortie l'électron se trouve déplacé de $-2\rho_o\delta$ par rapport à la trajectoire d'accord de rayon ρ (d'après (2,22)) c'est-à-dire passe par le point d'abscisse $-\rho_o\delta$: le grandissement linéaire M est égal à -1.*

L'image de la fente d'entrée, porte de largeur s, est ainsi une porte de même largeur. Si nous supposons mesurer l'énergie par la relation (2,22) en déplaçant une fente de sortie infiniment étroite, nous trouverons une distribution constante pour $-s/2\rho_o<dE/E_o<s/2\rho_o$: la fonction d'appareil est le produit de convolution des fonctions obtenues dans ces deux cas limites. Après normalisation à une hauteur unité, nous obtenons un triangle de base $2E_o s/\rho_o$ donc de largeur à mi-hauteur $\Delta E=E_o s/\rho_o$. Par conséquent

$$\frac{\Delta E}{E_o} = \frac{s}{\rho_o} \qquad (2,23)$$

formule habituellement citée (la fonction d'appareil est souvent supposée gaussienne de largeur à mi-hauteur $E_o\ s/\rho_o$).

En résumé, nous disposons de deux paramètres importants : E_o, énergie d'analyse, qui à géométrie donnée fixe la résolution et $V(R_I) - V(R_E)$ qui à géométrie et résolution données fixe l'énergie d'accord.

*Ceci n'est autre qu'une forme de la relation d'Helmotz $\alpha_I V_A^{1/2}=M\alpha(\varphi)V_A^{1/2}$ où nous avons remarqué que le grandissement angulaire est -1 ; une analogie optique a été développée par Herzog (1934) dans laquelle la position des plans focaux est $g_e=(\rho_o//2)\cot g(/2\varphi)$, la position des plans principaux $h_e=-(\rho_o//2)\tg(\varphi//2)$ et la focale $f_e=\rho_o/[/2\sin(/2\varphi)]$. Nous vérifions donc que la position des fentes est $l=f_e+g_e$: les résultats que nous venons de trouver découlent d'un calcul d'optique géométrique.

D'après (2,23), si nous souhaitons disposer de la résolution ΔE nous pouvons soit diminuer E_o soit diminuer le rapport s/ρ_o. Nous allons voir que ces possibilités ne sont pas équivalentes.

IV. FACTEURS LIMITANT LA RESOLUTION

Dans un sélecteur réel, la distribution de charges sur la fente d'entrée n'est pas uniforme. De plus, le sélecteur ne donne pas une image ponctuelle d'une source ponctuelle, même monocinétique. Ces phénomènes tendent généralement à réduire la largeur à mi-hauteur de la fonction d'appareil dont (2, 23) reste néanmoins une bonne approximation (Ballu (1968), Read, Comer, Imhof, Brunt et Harting (1974)). De nombreux phénomènes peuvent toutefois détériorer la résolution théorique (2,23). Nous allons ici discuter de leur importance.

1. Focalisation à une dimension

Tous les calculs ont été conduits dans un plan : le système ne possède en effet aucune propriété de focalisation suivant l'axe du cylindre. Il est utile d'obtenir une majoration ΔE_z de l'énergie cinétique des électrons due à la composante de leur vitesse parallèle à l'axe du cylindre, v_z, en sortie de l'analyseur. Notant β l'angle d'incidence du faisceau dans le plan défini par l'axe du cylindre et la normale à la fente d'entrée, la relation $tg\beta = v_z/v_o$ conduit à $\Delta E_z/E_o = tg^2\beta \sim \beta^2$ dans la mesure où β reste faible. Soit h la hauteur des fentes, la majoration cherchée est obtenue en écrivant $tg\,\beta < (h/2)/(L+2\ell)$, pour un faisceau centré à l'entrée, c'est-à-dire :

$$\frac{\Delta E_z}{E_o} < \left[\frac{h/2}{L+2\ell}\right]^2 \qquad (2,24)$$

quantité à comparer à $\Delta E/E_o = s/\rho_o$. Nous verrons que dans le

système utilisé $\Delta E_z/E_o$ est faible et n'altère pas la résolution.

2) Effets de bord

Le traitement simplifié des propriétés de focalisation du sélecteur approche par des droites les trajectoires des électrons entre fente et plan d'entrée ou de sortie et suppose que le champ électrique est décrit par (2, 1) lorsque $0<\theta<\varphi$. Il n'en est évidemment pas ainsi puisque les équipotentielles sont fortement perturbées au voisinage des plans d'entrée et de sortie du sélecteur. Ces perturbations peuvent être évaluées pour certaines configurations des fentes et apparaissent comme une correction à l'angle de déflexion (Herzog (1940)). L'altération de la fonction d'appareil, d'autant plus importante que l'angle d'incidence α_I est plus grand, peut être évitée en adoptant une disposition d'électrodes déduite des calculs de Herzog (1940) ou de Wollnik et Ewald (1965), en modifiant la position des fentes (Rogers (1940)) ou en choisissant une forme de fentes qui minimise les effets de bord (Ballu (1968), Jost (1979)). Roy et Carette (1971) comparent certaines de ces techniques dans le cas d'un analyseur à 127°.

3) Angle d'acceptance

- Un calcul à l'ordre 2 des propriétés de focalisation montre que l'écart relatif à la trajectoire moyenne après rotation d'angle φ, $\delta(\varphi)$ comporte un terme en α_I^2. Ce terme est responsable d'une dissymétrie de la fonction d'appareil qui se manifeste par la présence d'une queue haute énergie (Ballu (1968), Roy et Carette (1971)). Dans le cas d'un analyseur à 127°, Bryce, Dalglish et Kelly (1973) utilisent la relation $\delta(\pi/2) = -4\alpha_I^2/3$ (valable pour des électrons vérifiant $dE/E_o=0$) et la condition $|\delta(\pi/2)|<s/\rho_o$; pour les valeurs $\rho_o=12,25$ mm et $s=0,5$ mm, on obtient $\alpha_I<7°$. Ils vérifient cette

estimation par simulations. Les sélecteurs dont l'angle est inférieur à $\pi//2$ présentent en pratique une acceptance angulaire plus faible puisque le faisceau, focalisé sur la fente d'entrée, diverge avant de pénètrer dans le condensateur et subit davantage l'influence des effets de bord.

- Un autre paramètre limite l'acceptance angulaire d'un sélecteur : les trajectoires des électrons accordés en énergie ne devront pas s'approcher des grilles à moins d'une distance "grande" devant l'espacement des fils constituant les grilles afin d'éviter la région inhomogène où en particulier les pénétrations de champ dues aux plaques collectrices peuvent être sensibles. Les formules (2,8) et (2,21) et la condition $dE/E_0=0$ conduisent à un écart relatif à la trajectoire moyenne maximum pour une rotation de $\varphi/2$:

$$\delta(\frac{\varphi}{2}) = \frac{tg\alpha_I}{/2\sin(\varphi//2)} \qquad (2,25)$$

4) Charge d'espace

Il est important d'évaluer le courant maximum pouvant traverser l'analyseur sans en perturber le fonctionnement. Le calcul complet, irréalisable, nécessiterait la connaissance de la distribution analysée : les électrons non sélectionnés constituent une distribution de charges plus diffuse que le faisceau d'électrons sortant mais qui modifie les propriétés de focalisation.* Différents degrés de raffinement peuvent alors être utilisés ; le plus simple consiste à considérer un faisceau

*La contribution à la charge d'espace dans le faisceau des électrons réfléchis sur les fentes d'entrée et de sortie est particulièrement importante. Certaines formes de fentes permettent de la réduire et d'excellentes performances ont ainsi pu être obtenues avec un condensateur à armatures massives lorsque le faisceau incident est de faible ouverture angulaire et modérément dispersé en énergie (Ballu (1968)).

monoénergétique d'électrons traversant l'analyseur traité comme une simple zone équipotentielle limitée par deux diaphragmes (Simpson (1964)). Les propriétés de focalisation peuvent également être prises en compte en associant des lentilles au modèle précédent (Kuyatt et Simpson (1967)). Nous allons donner le traitement le plus simple, en négligeant l'influence des électrons non sélectionnés, l'intensité maximale obtenue correspond alors au courant sortant. Ce modèle ne permet pas, bien entendu, d'obtenir un résultat quantitatif mais donne une image simple de certaines propriétés du système. Le faisceau d'électrons monoénergétique est donc supposé parcourir en ligne droite une distance $L+2\ell$ égale à la distance effectivement parcourue par les électrons entre les fentes du sélecteur et nous utilisons la formule classique (Klemperer, Barnett (1971) pp. 269-275) :

$$I_M \simeq 39.10^{-6}(r/A)^2 V_A^{3/2} \text{ (Ampères)}$$

où r désigne le rayon de la fente de sortie supposée circulaire et A la distance de la fente de sortie au point où le faisceau, initialement convergent, devient parallèle sous l'influence de la charge d'espace ; ce point correspond à l'image la plus fine : nous le supposons situé sur la fente d'entrée de sorte que $A=L+2\ell$. L'intensité maximale transmise par le sélecteur prend alors la forme :

$$I_M \simeq 39.10^{-6} \left[\frac{s/2}{L+2\ell}\right]^2 V_A^{3/2} \qquad (2,26)$$

Notons que ce n'est pas l'intensité réalisant le maximorum qui, elle, est obtenue pour $A=(L+2\ell)/2$, lorsqu'en l'absence de charge d'espace le faisceau converge à mi-distance des fentes. Pour un analyseur à 127° ou 90° avec ρ_0=12,25 mm, s=0,5 mm et V_A=1 V : $I_M \simeq$ 3 nA.

La formule obtenue appelle une autre remarque due à Simpson (1964). L'intensité maximale se met sous la forme

(d'après (2,21)) :

$$I_M \simeq \gamma \left[\frac{s}{\rho_o}\right]^2 V_A^{3/2} \quad , \quad \gamma = 9{,}75.10^{-6} \frac{1}{\left[\varphi + \frac{/2}{tg\varphi//2}\right]^2}$$

Utilisant alors la formule (2,23) qui, si nous choisissons pour potentiel zéro le potentiel dans lequel les électrons sélectionnés auraient une vitesse nulle, peut aussi s'écrire $\Delta E/(|e|V_A)=s/\rho_o$, nous obtenons $I_M \simeq \gamma(\Delta E/|e|)^2 V_A^{-1/2}$. Dans ces conditions, si l'on décide de travailler à résolution ΔE fixée, il est avantageux de diminuer l'énergie d'analyse plutôt que de diminuer le rapport s/ρ_o ; ce raisonnement ne s'applique que dans la limite où $\Delta E/E_o$ reste petit.

5) Champs magnétiques résiduels

Il est très important d'éliminer les champs magnétiques résiduels puisqu'un électron de 0,5 eV placé dans un champ de 0,5 gauss décrit un cercle de rayon 5 cm, ce qui est du même ordre de grandeur que le rayon d'un sélecteur usuel. Pour évaluer simplement cet effet nous calculons la déflexion subie par un électron dans un champ uniforme B parallèle à l'axe du condensateur après parcours en ligne droite de la distance typique L+2ℓ. Nous la comparons à la demi-largeur des fentes.

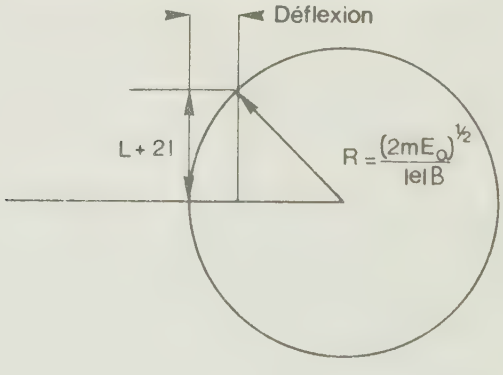


Fig.(2,4)

On obtient :

$$B < \frac{(2m)^{1/2}}{|e|} \frac{1}{\left[\varphi + \frac{\sqrt{2}}{\mathrm{tg}(\varphi/2)}\right]^2} \frac{1}{\rho_o} E_o^{1/2} \frac{s}{\rho_o}$$

C'est-à-dire, en utilisant (2,23) :

$$B < \frac{(2m)^{1/2}}{|e|} \frac{1}{\left[\varphi + \frac{\sqrt{2}}{\mathrm{tg}\varphi/2}\right]^2} \frac{\Delta E\, E_o^{-1/2}}{\rho_o} \qquad (2,27)$$

A résolution ΔE fixée on a donc intérêt à travailler à une énergie d'analyse aussi faible que possible et en particulier à utiliser un sélecteur de rayon moyen ρ_o aussi faible que possible. Ce résultat est à rapprocher de celui que nous venons d'obtenir lors de l'étude de la charge d'espace.

A.N. : E_o=0,5 eV s=0,5 mm ρ_o=12,25 mm φ=90° B<16 mG

6) Elargissement Boersch

Les collisions électron-électron sont importantes dans un faisceau bien focalisé et intense. L'élargissement en énergie qui en résulte, connu sous le nom d'effet Boersch et noté ΔE_B, peut être évalué en utilisant les résultats de Read, Comer, Imhof, Brunt et Harting (1974), qui donnent la relation

$$\Delta E_B = \frac{1}{r\theta_p} \chi\left[\frac{Ir}{V^{1/2}}\right]$$

où r est le rayon du faisceau, θ_p son angle à l'étranglement ("crossover") et χ une fonction croissante de $Ir/V^{1/2}$. Choisissant $I=1.10^{-9}$ A $r=0,25.10^{-3}$m V=0,5V $\theta_p=7\pi/180$, on trouve ΔE_B de l'ordre du meV. Cet effet est donc peu important dans les faibles courants utilisés, on le négligera par la suite.

7) Autres sources d'élargissement de la résolution

- Différentiant (2,20) nous constatons que la précision de la mesure de l'énergie est directement liée aux incertitudes sur les potentiels $V(R_I)$ et $V(R_E)$. Les fluctuations ΔV_e des potentiels des grilles doivent vérifier la condition :

$$|e|\ \Delta V_e \ll \Delta E\ \ln(R_E/R_I) \quad (2,28)$$

afin de ne pas altérer la résolution théorique (2,23). Numériquement : ΔE=20 meV, R_E=15 mm, R_I=10 mm conduisent à ΔV_e<<8 mV. De façon générale tous les potentiels des optiques électroniques utilisées seront très bien définis pour ne pas perturber les conditions de fonctionnement du sélecteur.

- L'élimination des électrons non sélectionnés est un problème difficile car les coefficients de réflexion des électrons très lents sont importants. La réalisation de sélecteurs électrostatiques performants est rendue possible en remplaçant les armatures du condensateur par un système "grilles-plaques collectrices" mais les potentiels des plaques peuvent perturber les trajectoires électroniques même au voisinage de la trajectoire moyenne et, dans certaines conditions, des "pics fantômes" dus à des électrons réfléchis peuvent encore être observés.

- La non-uniformité des potentiels de contact, la présence de charges en surface ou d'adsorbats chargés créent des champs perturbateurs qui sont cause de nombreuses difficultés rencontrées lors de la manipulation d'électrons très lents. Pour y remédier, nous avons déposé une couche d'or de 3 µm d'épaisseur sur l'ensemble de l'optique électronique (le graphite peut parfois donner de meilleurs résultats` (Hasted (1964) pp. 107-114) mais son emploi est incompatible avec un

environnement d'ultra-vide).

V. MODE DE BALAYAGE ET POTENTIEL DE REFERENCE

Le sélecteur possède deux modes de fonctionnement : d'après (2,20) nous pouvons soit faire varier $V(R_I)-V(R_E)$ en maintenant fixe l'énergie d'analyse soit faire varier l'énergie cinétique des électrons dans le potentiel de référence en polarisant convenablement la cathode. La seconde solution est de beaucoup préférable : elle laisse tous les potentiels du sélecteur inchangés et assure ainsi une transmission plus uniforme ; elle permet également l'utilisation de lentilles électrostatiques à fortes aberrations chromatiques pour transporter les électrons de la cathode au sélecteur.

Pour préciser l'origine des potentiels commençons par relier toutes les électrodes (dorées) de l'optique électronique à la masse. A leur voisinage se développe un potentiel uniforme $-\phi_{Au}$ qui correspond au travail de sortie $|e|\phi_{Au}$ de l'or (Ashcroft et Mermin (1976) Ch.18) : c'est naturellement ce potentiel qui constitue l'origine des potentiels.

Nous avons choisi de sélectionner les électrons qui auraient une vitesse nulle dans ce potentiel donc possèdent dans le sélecteur l'énergie cinétique $E_o = |e|\ V_A$. Ceci conduit à la relation d'accord issue de (2,20) :

$$\frac{V(R_I) - V(R_E)}{2\ln(R_E/R_I)} = \frac{V(R_I) + V(R_E)}{2}$$

c'est-à-dire

$$V(R_I)-V(R_E) = 2\ln(R_E/R_I)V_A \qquad (2,29)$$

En pratique tous les potentiels sont mesurés par rapport à la masse et si l'on note $V_{cath}(\varepsilon)$ le potentiel qu'il faut appliquer à la cathode pour sélectionner les électrons d'énergie cinétique $|e|\varepsilon$ au voisinage de sa surface, on obtient la relation suivante, illustrée par la figure (2,5) :

$$V_{cath}(\varepsilon) = \varepsilon + \phi_{cath} - \phi_{Au} \qquad (2,30)$$

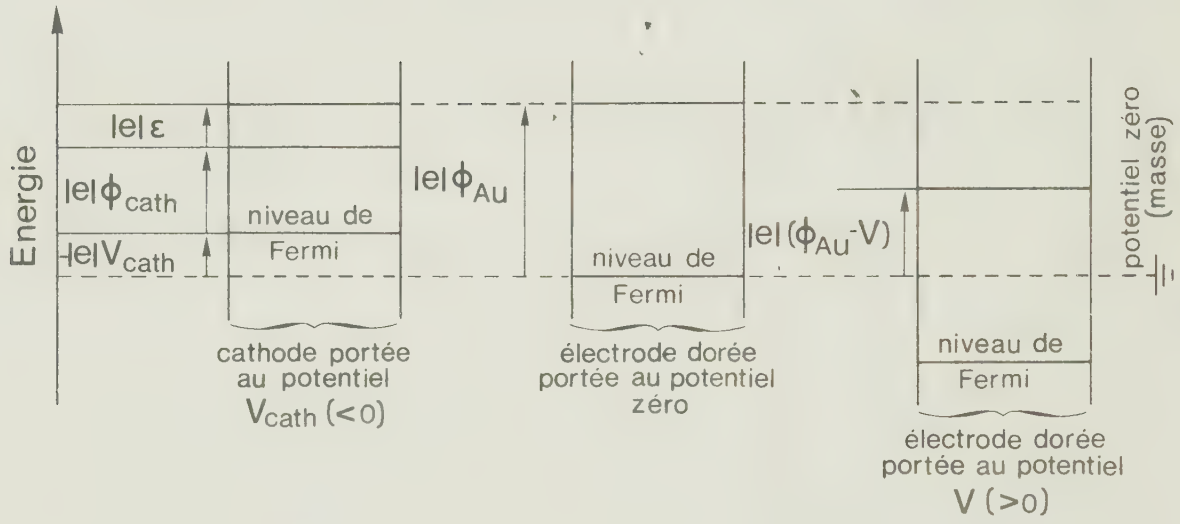


Fig.(2,5)

VI. REALISATION DU SELECTEUR

Le sélecteur est de type Marmet-Kerwin ; les grilles intérieures et extérieures sont constituées de fil de tungstène doré de 0,05 mm de diamètre bobiné sur des "peignes" formés de dentelures de 0,4 mm espacées de 0,1 mm. Elles présentent ainsi une très bonne transparence aux électrons (90% en incidence normale) qui peuvent être capturés par des plaques collectrices

situées légèrement en retrait. Des secteurs supérieur et inférieur, solidaires de la grille extérieure, maintiennent la grille intérieure par des billes de corindon. Les plaques délimitant le sélecteur portent des fentes qui, situées au fond d'un bossage, sont positionnées de façon très précise par emboîtement. Les plaques sont elles-mêmes centrées et isolées grâce à des billes de corindon. La figure (2,6) visualise l'assemblage. L'ensemble des pièces est réalisé en alliage amagnétique ARCAP nuance AP4 et recouvert d'une couche d'or de 3 µm d'épaisseur.

Un "crayon chauffant", constitué par quatre doubles capillaires en céramique contenant du fil résistif amagnétique Gilphy 80 (Imphy) placés au foyer d'un réflecteur en tantale, maintient éventuellement le sélecteur et l'optique très basse énergie à une température pouvant atteindre 130°C sans produire de champ magnétique appréciable. Sa puissance est d'une quinzaine de watts (1,1 A - 13 Ω). Une résistance thermométrique au platine (100 Ω à 0°C) placée dans le support du sélecteur permet de contrôler la température.

Toute l'optique est située à l'intérieur d'un cylindre de mumétal de 1 mm d'épaisseur ce qui permet d'obtenir un champ magnétique résiduel inférieur à 10 mG (ce qui a été effectivement mesuré).

Les principales caractéristiques du sélecteur sont résumées dans le tableau ci-dessous. Les dimensions sont exprimées en mm.

$\varphi°$	R_I	R_E	ρ_o	ℓ	s	h	$\Delta E/E_o$	$\Delta E_z/E_o$
90	10	15	12,25	4,3	0,5	3	$40,8.10^{-3}$	3.10^{-3}

Les valeurs classiques de R_E et R_I permettent un bon centrage du

faisceau dans le sélecteur puisque $\rho_o=(R_E R_I)^{1/2}\simeq(R_I+R_E)/2$. Remarquons également que $(R_E-\rho_o)/\rho_o\simeq(\rho_o-R_I)/\rho_o\simeq 0,2$. Cette valeur assez faible conduit les électrons dont l'énergie est très différente de l'énergie d'accord à franchir les grilles et à être collectés par les plaques situées en retrait. D'autre part, pour des électrons vérifiant la condition d'accord, la relation (2,25) montre que l'écart maximum à la trajectoire moyenne, $\rho_o\delta(\pi/4)\simeq 1,25$ mm pour $\alpha_I=7,4°$. Cette valeur est à comparer à l'espacement entre les fils des grilles, soit 0,4 mm. La hauteur du sélecteur (environ 60 mm) est grande devant R_E-R_I pour éviter les effets de bord. Pour un potentiel d'analyse de 0,5 V (2,23) conduit à $\Delta E\simeq 20$ meV.

Nous n'avons pas effectué de correction d'effet de bord et nous nous limitons à de faibles angles d'incidence.

VII. OPTIQUE DE SORTIE

Une optique composée de 5 lentilles circulaires planes (aperture lenses) est fixée sur la fente de sortie du sélecteur. Ces électrodes sont percées d'un trou de 6 mm de diamètre dans l'axe de sortie et amincies à 0,2 mm sur un diamètre de 11 mm. Les quatre premières, dans le sens de parcours des électrons, ont une épaisseur de 3 mm, la dernière de 5 mm. L'isolement est réalisé par des feuilles de mica et le positionnement par des céramiques calibrées. Une double cage de Faraday s'emboîte dans le lamage de la dernière électrode, ce qui évite de collecter des électrons parasites (fig.(2,7)). La mesure du courant est effectuée sur l'électrode intérieure de la cage, polarisée par des piles (70 V). La première électrode est portée au potentiel d'analyse pour éviter les pénétrations de champ. Les quatre autres peuvent être portées à des potentiels assez arbitraires car la forte tension appliquée sur la cage de Faraday suffit à recueillir les électrons sans focalisation particulière. Le

nombre des électrodes a été choisi pour permettre une souplesse d'adaptation à d'autres instruments (channeltron, optique électronique d'entrée du polarimètre de Mott). Cette optique est réalisée en ARCAP AP4 et dorée, à l'exception de la cage de Faraday.

B. ROTATEUR ET OPTIQUE DE DECELERATION

I. ROTATEUR

Nous désignons par rotateur un second condensateur cylindrique de mêmes caractéristiques géométriques que le sélecteur, à l'exception de ses fentes. Il permet l'éclairement normal à la surface de la photocathode et ramène, après rotation de 90°, le faisceau d'électrons dans l'axe d'entrée du sélecteur. A cette fin, le support de grille extérieure et la plaque collectrice extérieure ont été percés dans l'axe de la fente d'entrée d'un trou de 4 mm de diamètre.

Un rapport 18 entre le potentiel d'accord V_R du rotateur (dit potentiel de rotation) et le potentiel d'analyse a été choisi pour les raisons suivantes :

- disposer lors d'une analyse à 0,5 V d'un potentiel V_R assez élevé et éviter les difficultés des très basses énergies mais aussi permettre une analyse à 5 V en restant dans un domaine de tensions raisonnables.
- utiliser directement le potentiel de la fente d'entrée du rotateur comme potentiel d'extraction des électrons de la photocathode et ainsi éviter l'usage d'une optique supplémentaire.

Dans notre montage, la fente d'entrée du rotateur a

donc été modifiée pour jouer le rôle d'anode : un diaphragme plan percé d'un trou de diamètre d et placé entre deux plans équipotentiels possède les propriétés focalisatrices d'une lentille mince (lentille de Calbick) ; pour l'instant précisons seulement que dans le cas du rotateur le système "photocathode, fente d'entrée, plan d'entrée" se comporte comme une lentille divergente qui place l'image virtuelle de la photocathode à environ 0,8 D (D : distance photocathode-fente d'entrée) en retrait de la fente d'entrée. Nous avons choisi d=3,8 mm, ce qui autorise à la fois une extraction correcte et un angle solide suffisant pour observer l'échantillon, l'éclairer avec un laser ou même par l'intermédiaire d'un monochromateur.

Ainsi la fente d'entrée qui porte un diaphragme de molybdène a-t-elle été rapprochée du plan d'entrée du rotateur pour placer l'image virtuelle de la photocathode approximativement au point conjugué de la fente de sortie du rotateur ; ceci, compte tenu des impératifs mécaniques, conduit à D de l'ordre de 3 mm et la position de la cathode peut être ajustée avec précision grâce au déplacement de translation du porte-échantillon pour maximiser le signal en sortie du sélecteur.

La fente de sortie, constituée par un diaphragme en molybdène d'épaisseur 0,1 mm, est un rectangle de 1 mm x 3 mm. Le rapport $\Delta E_{rotateur}/\Delta E_{sélecteur} > 36$ montre que le rotateur n'a qu'une faible dispersivité.

Le rotateur est fixé à un déplacement (x,y) parallèle au plan d'entrée du sélecteur pour assurer un bon alignement.

Remarque : Nous avons choisi le molybdène pour réaliser les diaphragmes car c'est un métal amagnétique qui possède de bonnes propriétés mécaniques et un taux d'émission secondaire faible à basse énergie.

II. OPTIQUE DE DECELERATION

Cette optique est constituée par un empilement de cylindres ou de portions de cylindres isolés les uns des autres par des billes de corindon de diamètre 2 mm ; sa rigidité est assurée par trois colonnettes jouant le rôle de tendeurs entre ses extrémités. Les divers éléments sont réalisés en ARCAP AP4 doré. Les figures (2,8) et (2,9) montrent son assemblage ainsi que le détail d'un jeu de déflecteurs.

1) Principe

Le rôle de cette optique est tout d'abord de focaliser la fente de sortie du rotateur sur la fente d'entrée du sélecteur. Pour éviter les pénétrations de champ, nous avons choisi de porter les électrodes voisines des fentes aux potentiels de ces fentes : l'optique la plus simple pouvant convenir est une lentille zoom à trois éléments. Les propriétés d'une telle lentille sont entièrement définies par les rapports entre les potentiels de ses électrodes lorsque le potentiel de référence est, comme il est d'usage en optique électronique, le potentiel dans lequel les électrons auraient une vitesse nulle de sorte que leur énergie cinétique dans le potentiel V est |e|V.

- Pour éviter de transporter sur une grande distance des électrons très lents nous avons fixé $V_R/V_2=3$ et $V_2/V_A=6$ où V_2 désigne le potentiel de l'électrode intermédiaire.

- Pour pouvoir faire entrer dans le sélecteur une grande partie des électrons focalisés sur sa fente d'entrée nous avons choisi le grandissement linéaire M=-1.

Ceci impose, après un calcul d'optique géométrique utilisant les

tables de Harting et Read (1976), pour des cylindres de diamètre intérieur 10 mm espacés de 1 mm et une distance objet-image de 95 mm, une électrode intermédiaire de 25,9 mm de longueur et une distance objet-première lentille de 42,8 mm (la forme des électrodes et la distance objet-image sont imposées par la géométrie du dispositif). Dans cette configuration V_2 joue le rôle d'un réglage fin de mise au point sur l'objet comme le montre la figure (2,10).

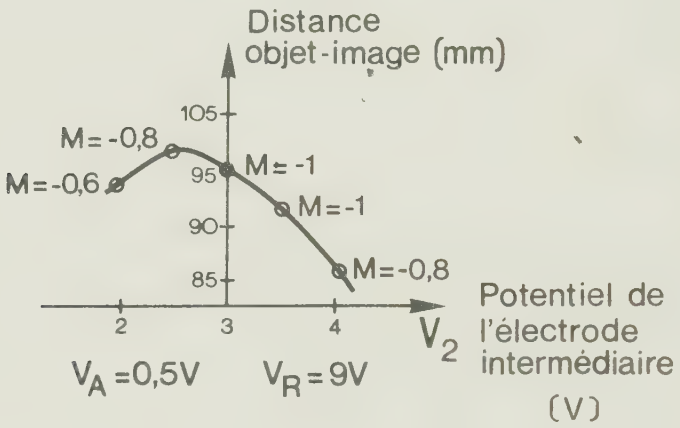


Fig.(2,10).

On vérifie que le coefficient de remplissage de l'optique n'excède pas 40% pour un objet de diamètre 0,5 mm ce qui garantit un fonctionnement optimal.

2) Collimation

L'angle d'acceptance du sélecteur est inférieur à 7°. Nous devons définir l'angle moyen α du faisceau entrant dans l'optique compte tenu de cette limitation. Désignons comme précédemment par α_I l'angle d'incidence dans le sélecteur. La relation d'Helmholtz s'écrit $\alpha V_R^{1/2} = \alpha_I M V_A^{1/2}$ soit $|\alpha_I/\alpha| \simeq 4,24$ dans notre cas. Nous collimatons le faisceau sortant du rotateur dans la partie à plus haute énergie de l'optique en disposant un

diaphragme de molybdène de diamètre 1 mm à 29,7 mm de l'objet, ce qui définit un angle $\alpha_I \simeq 4°$ et assure que pratiquement tous les électrons qui entrent dans le sélecteur peuvent être analysés dans de bonnes conditions. Ce diaphragme, alimenté indépendamment de la première électrode, permet de plus la mesure du courant électronique transmis par le rotateur. Deux diaphragmes de diamètre important (4 mm environ) ne jouant aucun rôle de collimation ont été placés entre la fente de sortie du rotateur et le diaphragme de collimation et aussi juste avant la fente d'entrée du sélecteur pour arrêter les électrons qui, par suite de réflexions, se seraient écartés excessivement de l'axe optique.

3) Déflexion

Pour assurer une bonne collimation il peut être nécessaire de recentrer l'objet en le déplaçant au moyen de déflecteurs dans le plan objet. Cette opération étant réalisée nous devons recentrer l'image sur la fente d'entrée du sélecteur par un deuxième jeu de déflecteurs : nous avons par conséquent placé un premier jeu de déflecteurs entre la fente de sortie du rotateur et le diaphragme de collimation et un deuxième dans le cylindre intermédiaire. Ces déflecteurs sont inclus dans une zone équipotentielle pour éviter les effets de bord.
Choisissons un repère orthonormé d'axe Z confondu avec la direction de propagation du faisceau et plaçons deux couples de déflecteurs de part et d'autre de cet axe selon X et Y (Fig.(2,11)).

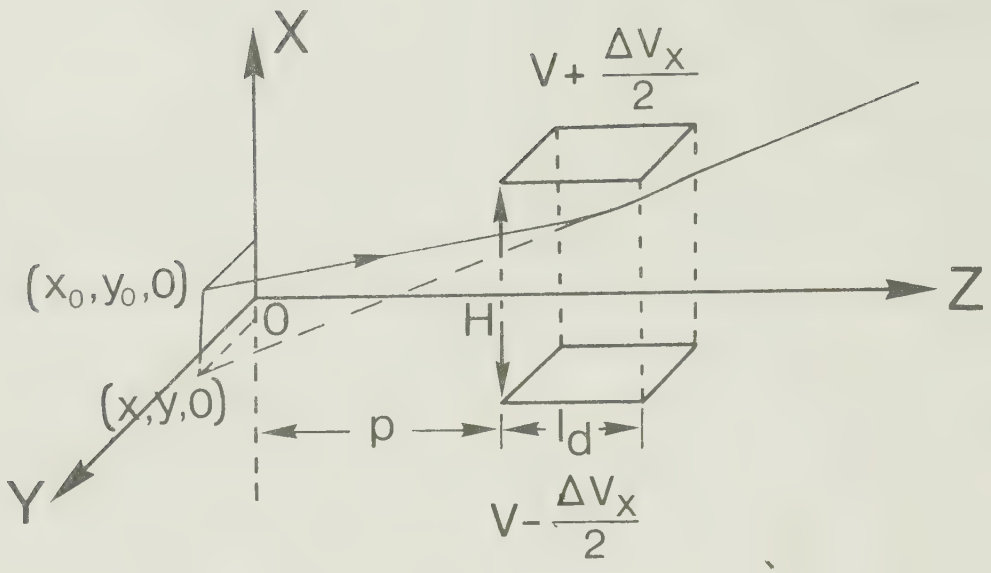


Fig.(2,11).

L'image d'un objet situé en $(x_o, y_o, 0)$ est, au premier ordre et pour des rayons paraxiaux, virtuelle et située dans le plan objet, ses coordonnées sont :

$$x = x_o - \frac{1}{4}\frac{l_d}{H}(2p + l_d)\frac{\Delta V_x}{V}$$
$$y = y_o - \frac{1}{4}\frac{l_d}{H}(2p + l_d)\frac{\Delta V_y}{V} \qquad (2,31)$$

où l_d est la longueur d'un déflecteur, p la distance objet-plan d'entrée des déflecteurs, H la distance qui sépare deux déflecteurs opposés. V désigne le potentiel moyen du jeu de déflecteurs : les potentiels appliqués aux déflecteurs "X" (resp. "Y") sont $V + \Delta V_x/2$, $V - \Delta V_x/2$ (resp. $V + \Delta V_y/2$, $V - \Delta V_y/2$). Dans notre cas des valeurs $\Delta V_{x,y}/V=0,1$ produisent un déplacement de l'objet de l'ordre de 1 mm pour le premier jeu et un déplacement de l'image de l'ordre de 1,7 mm pour le deuxième.

C.UTILISATION DU SPECTROMETRE

I. SOURCES D'ELECTRONS

Le spectromètre est destiné à étudier la distribution énergétique des électrons émis par une photocathode mais les réglages de l'optique nous ont amenés à utiliser un canon à électrons. Nous allons préciser dans ces deux cas les caractéristiques du dispositif d'extraction des électrons.

1) Photocathode

Les électrons sont émis dans une structure de type diode "photocathode-fente et plan d'entrée du rotateur". Si nous considérons le plan d'entrée du rotateur comme sensiblement équipotentiel au voisinage de la trajectoire moyenne, nous disposons d'une lentille mince divergente, située dans le plan de la fente d'entrée, dont la focale est approximativement (Klemperer, Barnett (1971) pp.76-80)*

$$f = -4\ V_F/E$$

V_F désigne le potentiel appliqué à la fente d'entrée et E le champ électrique régnant entre cathode et fente d'entrée.

Si nous supposons la fente d'entrée dorée (le diaphragme est en fait en molybdène mais la différence de travail de sortie avec l'or est de quelques centaines de meV et nous la négligeons) $E \simeq 1/D(V_F-\varepsilon)$ (Fig.(2,5)) où D est la

*Cette formule résulte directement de l'application du théorème de Gauss au voisinage du diaphragme pour évaluer l'effet de la composante radiale du champ électrique.

distance photocathode-fente d'entrée. Partant $f \simeq -4D(1+\varepsilon/V_F)$. La distance lentille-image est $0,8\ D(1+\varepsilon/5V_F)$.

Dans cette approximation la position de l'image est très peu sensible à ε ou V_F : pour $0V<\varepsilon<1V$ et $V_F=9V$ (soit $V_A=0,5$ V), D=3mm, la variation de position de l'image est de 5/100 mm.

2) Canon à électrons

Cette source qui remplace l'ensemble "rotateur-photocathode" est un canon classique de type diode à filament de tungstène (fig.(2,12)) construit d'après les critères mentionnés par Kuyatt (1967) et qui, n'ayant pas été prévu spécialement pour cet usage, place l'objet de l'optique de décélération (image virtuelle du filament par l'anode dont la position est obtenue par un calcul analogue à celui du paragraphe précédent) à environ 5 mm en arrière de sa position théorique. La fig.(2,10) montre qu'il est impossible, si l'on joue sur V_2 seul, de focaliser l'objet sur la fente d'entrée du sélecteur. Nous avons par conséquent maintenu $V_2/V_A = 6$ mais imposé $V_{Anode}/V_2=2,8$ ($V_{Anode}=18$ V_A est l'analogue de V_R). Ceci ne modifie que très peu la valeur du grandissement linéaire.

Un wehnelt assure une faible dispersion angulaire au faisceau d'électrons ; il requiert une tension généralement négative et un potentiomètre l'alimente à partir d'une alimentation -15V,+15V. Sa polarisation est ajustée empiriquement pour maximiser le courant collecté par la cage de Faraday. Le chauffage du filament nécessite une intensité comprise entre 2,5 et 3,0 A. Le point milieu du filament, constitué virtuellement par deux résistances série aux bornes de l'alimentation de chauffage, est polarisé par une alimentation balayable.

II. ALIMENTATIONS

Lors d'une mesure, on opère avec une résolution ΔE fixée et la relation (2,23) fixe l'énergie d'analyse qui lui est proportionnelle. La relation (2,29) définit alors les potentiels des grilles du sélecteur et du rotateur qui sont encore proportionnels à ΔE. Ce faisant tous les potentiels de l'optique sont définis de façon proportionnelle, y compris les potentiels des déflecteurs par la relation (2,31). Seuls les potentiels des plaques collectrices, qui n'influent pas sur les propriétés géométriques de focalisation échappent à cette règle ; comme ils ne sont pas critiques tant que l'on ne cherche pas à optimiser le signal sortant du sélecteur on peut les faire varier proportionnellement à ΔE lors d'un réglage grossier. Nous avons donc utilisé une seule alimentation stabilisée 0 à 300 V, 100 mA pour alimenter l'ensemble de l'optique électronique (à l'exception de la cathode et de la cage de Faraday) proportionnellement à une tension contrôlée. Ceci permet de faire varier la résolution de façon extrêmement simple et de réduire le niveau de "ronfle" en évitant l'emploi d'alimentations flottantes. Les circuits d'alimentation des déflecteurs sont conçus pour autoriser des valeurs $\Delta V_{x,y}/V$ comprises entre -40% et +40% , ce qui est largement suffisant d'après l'estimation numérique issue de (2,31).

Tous les potentiels de l'optique de décélération peuvent varier de $\pm 40\%$. Les potentiels du sélecteur et du rotateur sont ajustables dans de larges plages autour des valeurs théoriques.

Tous les potentiomètres utilisés sont des potentiomètres 10 tours (Duncan et Spectrol), le câblage est réalisé en fil gainé de téflon et sur chaque électrode la mesure du courant peut être effectuée grâce à des jacks de haute

qualité (Rendar). On s'est attaché à maintenir le niveau de "ronfle" voisin du mV ce qui limite à moins de 3 meV l'erreur introduite par les fluctuations de $V(R_I)$ et $V(R_E)$ sur l'énergie des électrons analysés. L'emploi de circuits d'alimentation comportant des montages type émetteur-suiveur permet de ne jamais débiter dans les curseurs des potentiomètres les plus critiques plus du centième du courant qui parcourt la bobine. Ceci assure la linéarité des réglages et maintient la qualité des composants à long terme. Examinons sur la figure (2,13) qui donne le schéma général du système d'alimentation, à titre d'exemple, le principe de l'alimentation du rotateur : il s'agit d'alimenter des potentiomètres sous une tension variable et proportionnelle à une tension de référence commune à l'ensemble de l'optique électronique. Nous avons choisi de placer une diode Zener 10 V, dont l'anode définit cette tension de référence, en série dans le circuit d'alimentation de l'optique afin de disposer d'une tension assez élevée pour assurer le bon fonctionnement des transistors quelle que soit l'énergie d'analyse et de maintenir une tension de sortie de l'alimentation variable raisonnable (210 V lorsque V_A=5V). Les valeurs choisies pour les résistances définissent un rapport 10 entre la tension d'émetteur du transistor haute tension T et la tension d'entrée de l'amplificateur opérationnel, ajustée grâce au potentiomètre P, qui fonctionne en basse tension. Pour permettre des réglages fins, les fentes d'entrée du rotateur (resp. sélecteur) ont été alimentées de manière indépendante de V_R (resp. V_A) qui joue simplement le rôle d'un paramètre de réglage commode ; les tensions de ces fentes peuvent de plus être ajustées l'une par rapport à l'autre.

IV. MESURE DU COURANT TRANSMIS

Le courant collecté sur la cage de Faraday est généralement assez intense pour être mesuré directement par un pico-ampèremètre (Tekelec C.C.TE 921) (à titre indicatif, de l'ordre de 1 nA avec 20 meV de résolution, pour une photocathode en affinité négative émettant environ 1 µA). Ce type de mesure offre l'avantage de visualiser directement la distribution énergétique des photoélectrons ; comme tous les dispositifs de mesure en continu son rapport signal sur bruit n'est par contre pas excellent. Nous avons d'autre part utilisé une détection synchrone (Thomson THN 600), le potentiel de la cathode étant modulé à une fréquence voisine de 300 Hz (une fréquence plus lente (~20 Hz) s'est révélée moins favorable à cause de la présence de bruit de scintillation et de vibrations mécaniques, une fréquence plus haute (~1500 Hz) est délicate d'emploi à cause de la présence de capacités résiduelles). Ce type de détection fournit la dérivée de la distribution énergétique des électrons et permet, outre l'amélioration du rapport signal sur bruit, de mettre en évidence des structures qui apparaissent beaucoup moins bien sur la distribution elle-même. Une étude détaillée du bruit a été réalisée pour optimiser cette détection, dont nous résumons les principales conclusions :

Nous disposons d'une source de courant qui fournit l'intensité $I=I_0\, e^{i\omega t}$ (ω : pulsation de modulation) dont l'impédance par rapport à la masse comporte deux contributions : d'une part une résistance pure, liée à la nature des isolants utilisés et quasi infinie devant les autres impédances que nous rencontrerons, d'autre part une capacité parasite ix. Cette source est chargée par une résistance R et la tension développée à ses bornes est appliquée à l'entrée d'un préamplificateur à

FET très bas bruit (Fig.(2,14)).

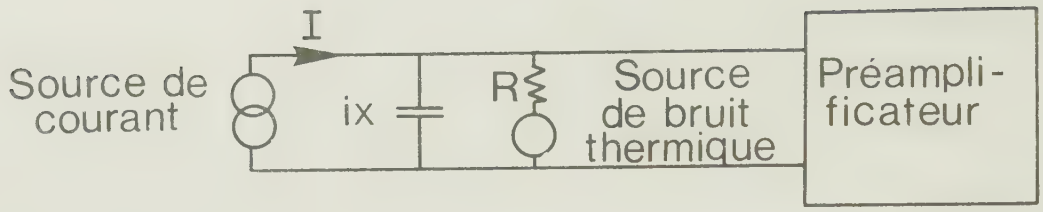


Fig.(2,14)

Si le bruit en courant du FET est suffisamment faible, le bruit b à l'entrée du préamplificateur est le bruit Johnson de la résistance R chargé par la capacité parasite :

$$b = \left[\frac{4k_BT}{\tau}\right]^{1/2} \left[\frac{R}{1 + (\frac{R}{x})^2}\right]^{1/2}$$

Dans cette formule τ est la constante de temps de la mesure, T la température absolue et k_B la constante de Boltzmann.

Le rapport signal sur bruit à l'entrée du préamplificateur est indépendant de la capacité parasite et vaut :

$$I_o\, R^{1/2} \left[\frac{\tau}{4k_BT}\right]^{1/2}$$

Nous avons donc intérêt à choisir une valeur élevée de la résistance de charge. Nous utilisons une résistance de 250 MΩ et avons mesuré un bruit en sortie du préamplificateur qui ramené en courant correspond à environ 2.10^{-14}A avec τ=0,3 s et à température ambiante.*

*A titre de comparaison, le bruit de grenaille de la source, donné par la formule de Schottky $\Delta I^2=2eI/\tau$, vaut $\Delta I=2.10^{-14}$ A lorsque τ=0,3 s et I=375 pA.

Il est difficile d'utiliser des valeurs plus élevées de résistance de charge car :

- les isolements usuels sont de 1000 MΩ.

- la tension appliquée à la grille du FET, qui ne doit pas excéder quelques volts, augmente proportionnellement à cette résistance ; numériquement une variation de courant de 4 nA dans une résistance de 250 MΩ produit une variation de la polarisation de grille de 1 V.

- nous serons finalement limités par le bruit en courant du FET.

Si l'on souhaite améliorer le rapport signal-sur-bruit il sera préférable d'utiliser un dispositif de comptage.

D. DIFFICULTES EXPERIMENTALES

Ce paragraphe a pour but de présenter les difficultés expérimentales qui surviennent lors de l'utilisation d'un analyseur à haute résolution et, dans la mesure du possible, d'en donner une interprétation ainsi que les moyens d'y remédier.

Les premières expériences d'analyse en énergie réalisées avec une cathode thermoionique tungstène et une optique électronique non-dorée ont fait apparaître des temps de réponse extrêmement longs aux variations des potentiels appliqués aux électrodes à tel point que la seule manière d'obtenir un courant sur la cage de Faraday était d'appliquer les potentiels théoriques et des valeurs de déflexions déduites empiriquement puis d'attendre des heures l'apparition du signal.

Ces difficultés qui rendaient tout réglage très difficile s'accompagnaient de décalages en énergie de la distribution observée en cours d'utilisation ; maintenir l'optique relativement chaude (~100°C) améliorait nettement la situation. Nous avons attribué cela à une non-uniformité des potentiels de contact, due aux micro-domaines d'oxydes ou aux gaz adsorbés. Par conséquent nous avons fait déposer une couche d'or pur uniforme de 3 µm d'épaisseur sur l'ensemble de l'optique électronique.

Le point de départ de la distribution électronique est alors attendu (d'après (2,30)) pour un potentiel de cathode égal à $\Phi_W - \Phi_{Au} \sim 0,3$ V ; lors des prémières mesures nous l'avons trouvé vers -4V et, si les constantes de temps de réponse étaient devenues négligeables, des décalages subsistaient en cours d'utilisation. Maintenir l'optique vers 130°C rétablissait une valeur positive du départ de la courbe de distribution énergétique. Nous avons attribué ces phénomènes à des dépôts de charges sur des surfaces insuffisamment dégazées après dorure chimique (quoique la pression soit dans la gamme des 10^{-10} torr). Un étuvage intense et prolongé (300°C - 1 semaine) a éliminé totalement ces difficultés, qui ne sont pas réapparues même après une remise à l'air suivie d'un étuvage court (1 jour - 250 à 300°C).

Nous avons mentionné l'existence de plaques collectrices situées en retrait des grilles mais nous n'avons pas jusqu'ici discuté leur fonctionnement ; leur rôle est bien entendu de collecter les électrons qui se sont écartés notablement de la trajectoire moyenne pour parvenir au voisinage des grilles mais les problèmes posés sont de deux types : d'une part leurs potentiels ne doivent pas perturber champ et potentiel au voisinage de la trajectoire moyenne, d'autre part les coefficients de réflexion électronique, qui dépendent crucialement de l'état de surface, peuvent être importants

(Marmet et Kerwin (1960) ; Fowler et Farnsworth (1958)). Expérimentalement nous avons observé qu'il était nécessaire de respecter les conditions $V_{ext}>V(R_I)$ et $V_{int}>V(R_I)$ où V_{ext} et V_{int} désignent respectivement les potentiels appliqués à la plaque extérieure et intérieure afin d'éliminer un "pic fantôme" pouvant survenir pour un potentiel de cathode inférieur à $\phi_{cath}-\phi_{Au}$. Une image simple de cette condition peut être obtenue à partir de considérations géométriques ; en effet, dès que $V_{int}>V(R_I)$ le champ supplémentaire créé par la plaque au voisinage de la grille se superpose au champ créé en ce même point par les grilles et un électron qui passe en ce point est attiré vers la plaque. Il n'en est pas de même côté plaque extérieure puisque les champs créés par les ensembles plaque extérieure-grille extérieure et grille extérieure-grille intérieure sont opposés. Pour collecter efficacement ces électrons indésirables, il faut d'abord compenser le champ créé par les grilles au voisinage des grilles c'est-à-dire appliquer un champ du même ordre et opposé. Les distances plaque intérieure-grille intérieure (d_i) et plaque extérieure-grille extérieure (d_e) étant respectivement 4 mm et 6 mm nous obtenons numériquement :

$$E(R_I) = 247(V(R_I)-V(R_E)) \quad , \quad E(R_E) = 164(V(R_I)-V(R_E))$$

$$\frac{V_{int}-V(R_I)}{d_i} = 250(V_{int}-V(R_I)) \quad , \quad \frac{V(R_E)-V_{ext}}{d_e} = 167(V(R_E)-V_{ext})$$

La comparaison des champs se ramène donc à la comparaison des différences de potentiels, d'où une justification de la condition $V_{ext}>V(R_I)$. Nous avons par ailleurs observé des décalages en énergie ($\pm$50 meV) de la distribution en fonction des valeurs de V_{ext} et V_{int}, cohérents avec une perturbation des champs et des potentiels sur les trajectoires suivies par les électrons. Ce type de phénomène est lié également à l'angle d'incidence du faisceau dans le sélecteur (puisque la trajectoire suivie est alors différente). Des décalages peuvent aussi survenir en passant de V_A=0,5 V à

V_A=1 V (qui sont moins sensibles en passant de 1 à 2 V...) comparables à ceux produits par une variation de quelques centaines de mV des potentiels de plaques. Tous les potentiels appliqués variant proportionnellement à V_A (donc la carte des potentiels résultant de la résolution de l'équation de Laplace qui est linéaire devant rester inchangée) nous suggérons l'origine de ce comportement dans l'inhomogénéité des potentiels de contact qui peuvent différer entre plaques et grilles par exemple.

Mentionnons que des effets de charge d'espace qui se manifestent par une déformation et un décalage en énergie de la distribution ont été observés à fort courant électronique, liés essentiellement aux conditions d'extraction des électrons et à l'inclinaison du faisceau. Dans tous les cas il convient de s'assurer en réduisant l'émission totale que de tels effets ne sont pas présents et d'optimiser les réglages des plaques collectrices en fonction de la zone d'intérêt de la distribution. Un réglage satisfaisant étant obtenu, la reproductibilité dans le temps est excellente (à l'échelle de la semaine) et le système peut être utilisé à température ambiante sans laisser apparaître de phénomène de mémoire au cours de balayages successifs. Par conséquent, il s'agit essentiellement de calibrer en énergie la position de la distribution grâce à une structure connue.

LEGENDE DES FIGURES

isolant

Sélecteur ou rotateur

FE fente d'entrée

FS fente de sortie

GI grille intérieure

GE grille extérieure

PI plaque intérieure

PE plaque extérieure

Optique de décélération

C diaphragme de collimation

D1 premier jeu de déflecteurs

D2 deuxième jeu de déflecteurs

L1 première lentille

L2 deuxième lentille

Les valeurs de toutes les résistances sont exprimées en kΩ.

Les valeurs des capacités sont, sauf mention particulière, exprimées en µF.

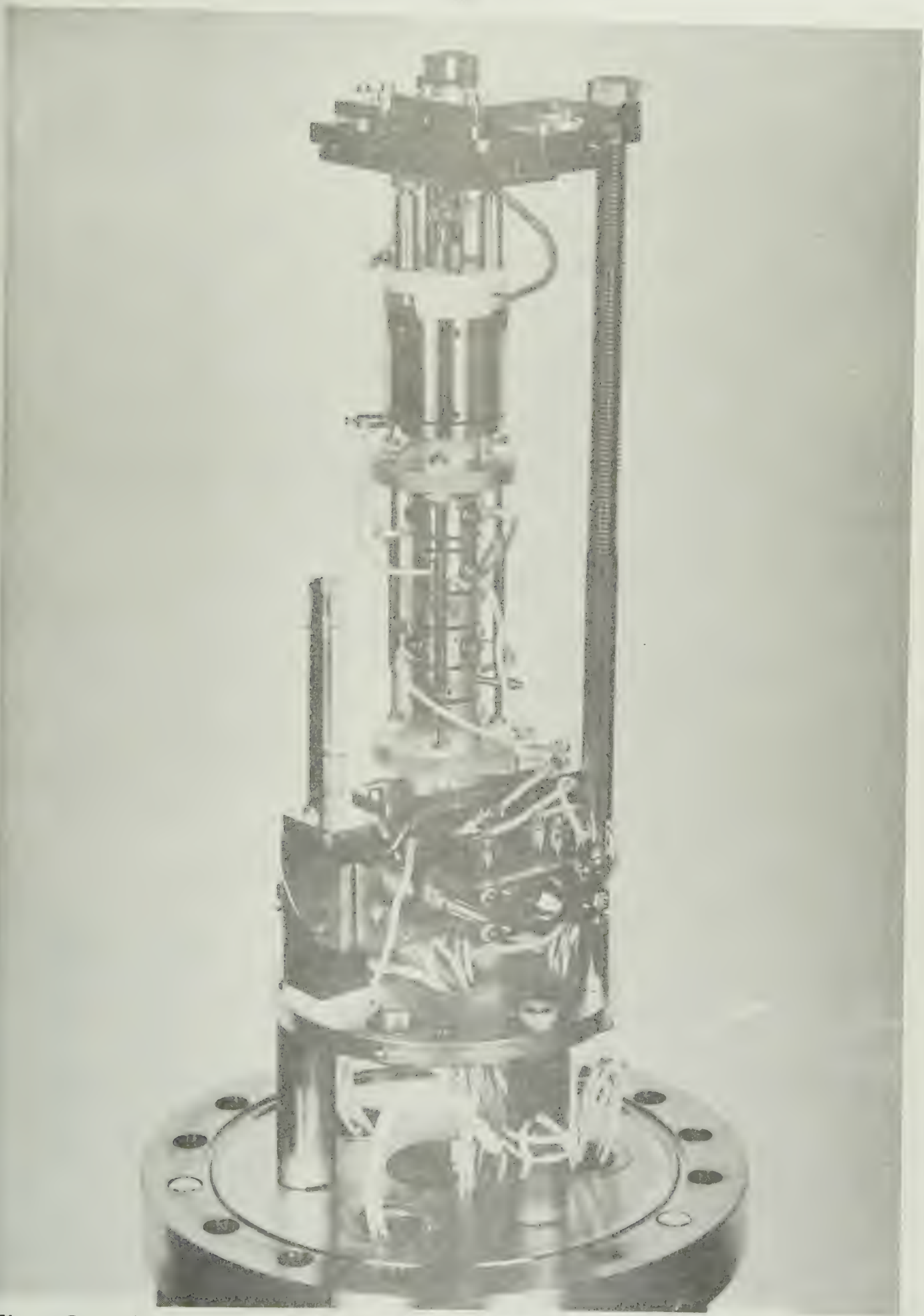


Fig.(2,1) Spectromètre et canon à électrons

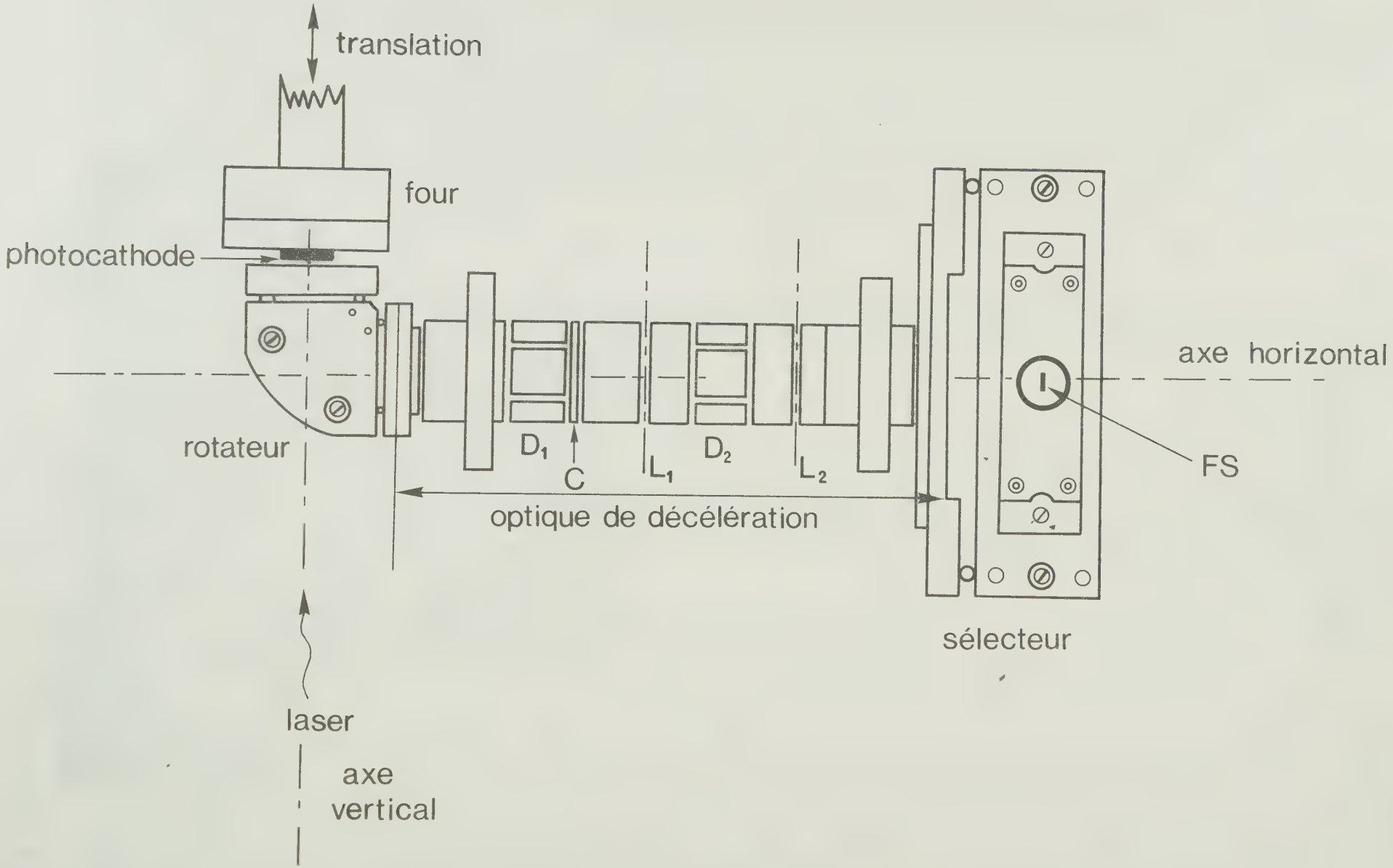


Fig. (2,2) Spectromètre à électrons lents

échelle 1

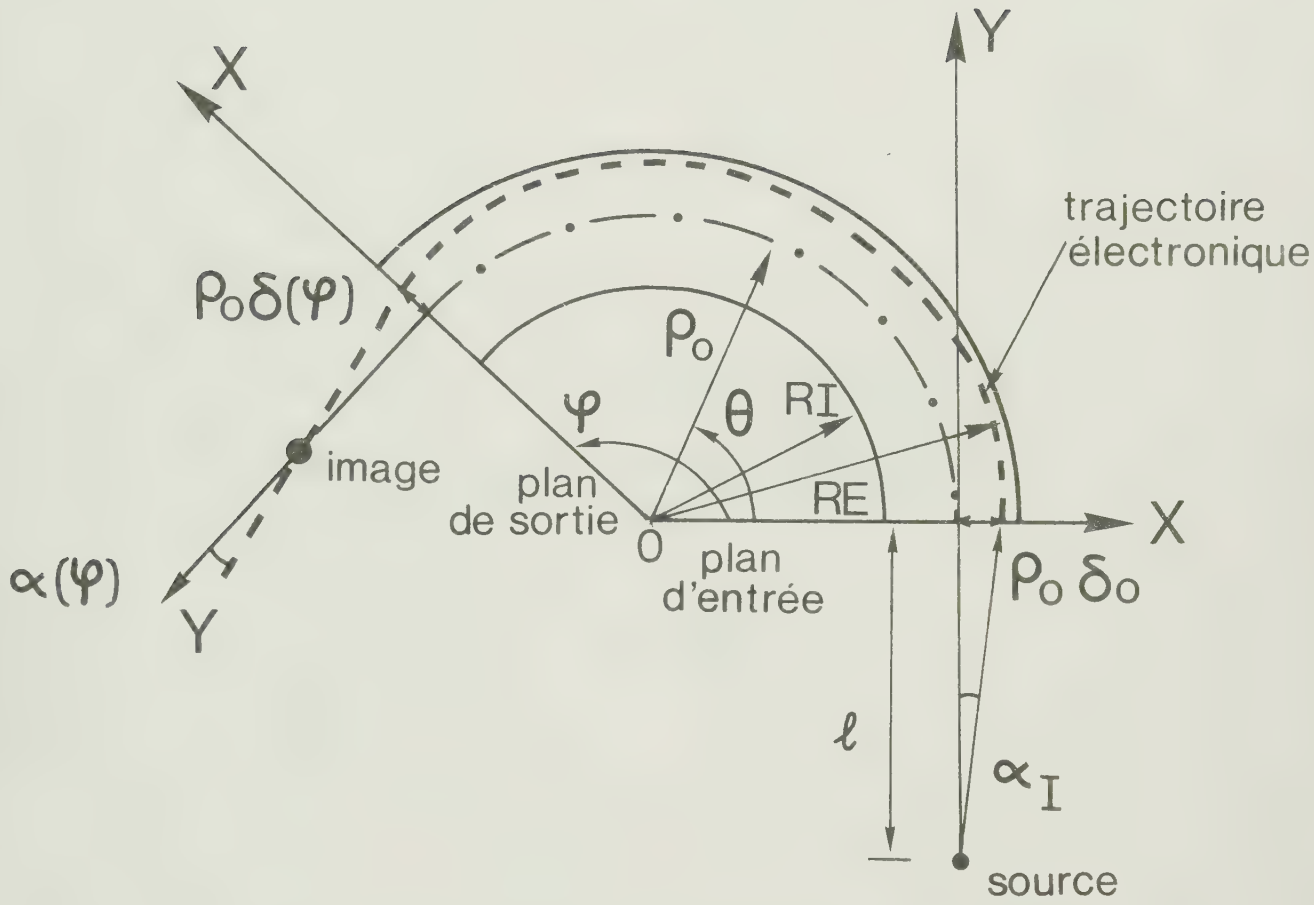


Fig.(2,3) Schéma théorique de l'analyseur électrostatique

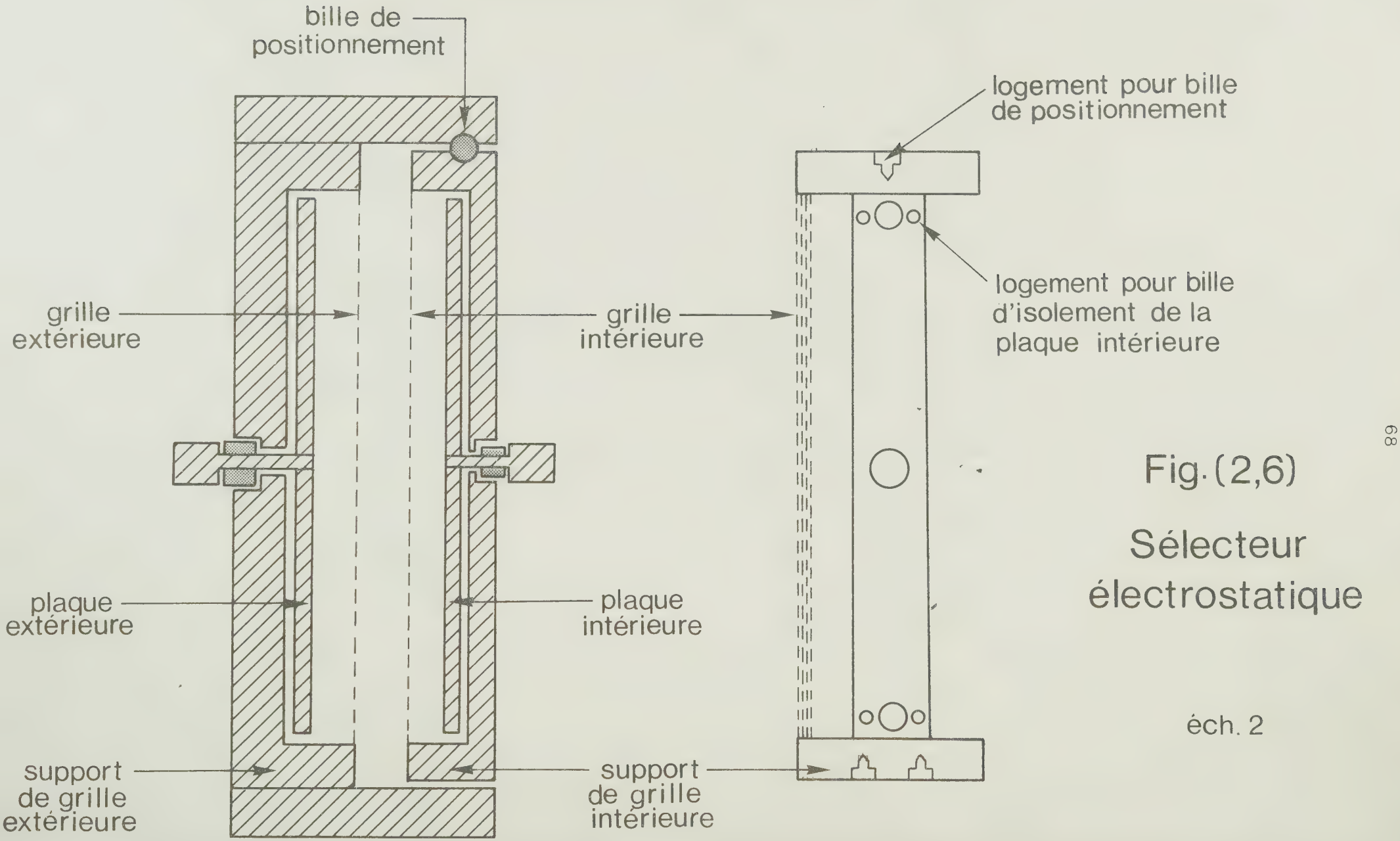
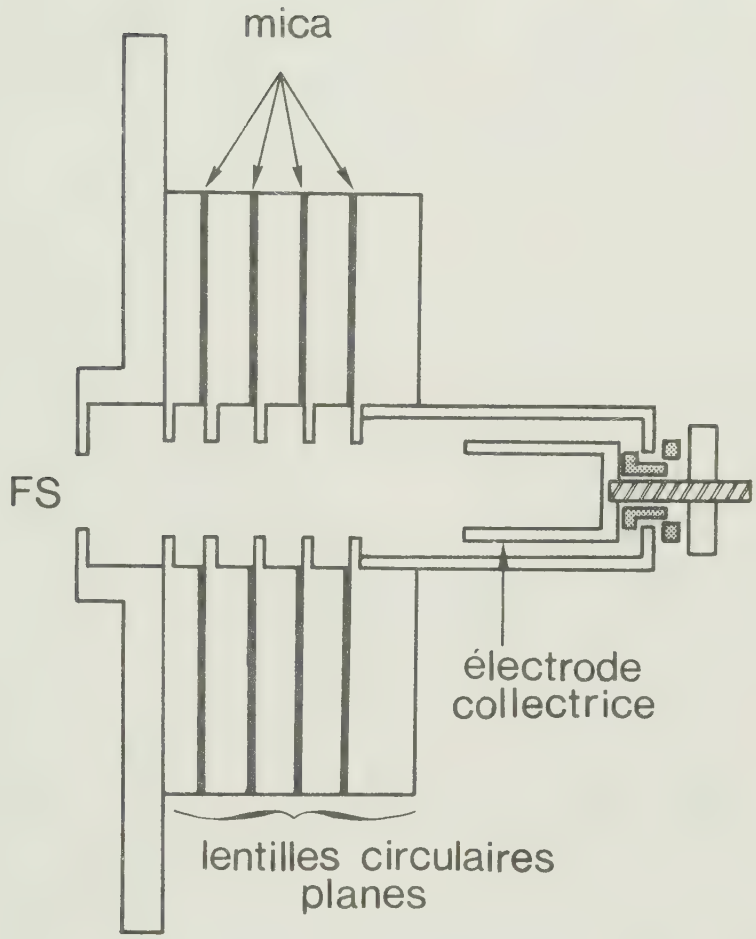


Fig. (2,6)

Sélecteur électrostatique

éch. 2



éch. 2

Fig. (2,7) Optique de sortie du sélecteur et cage de Faraday

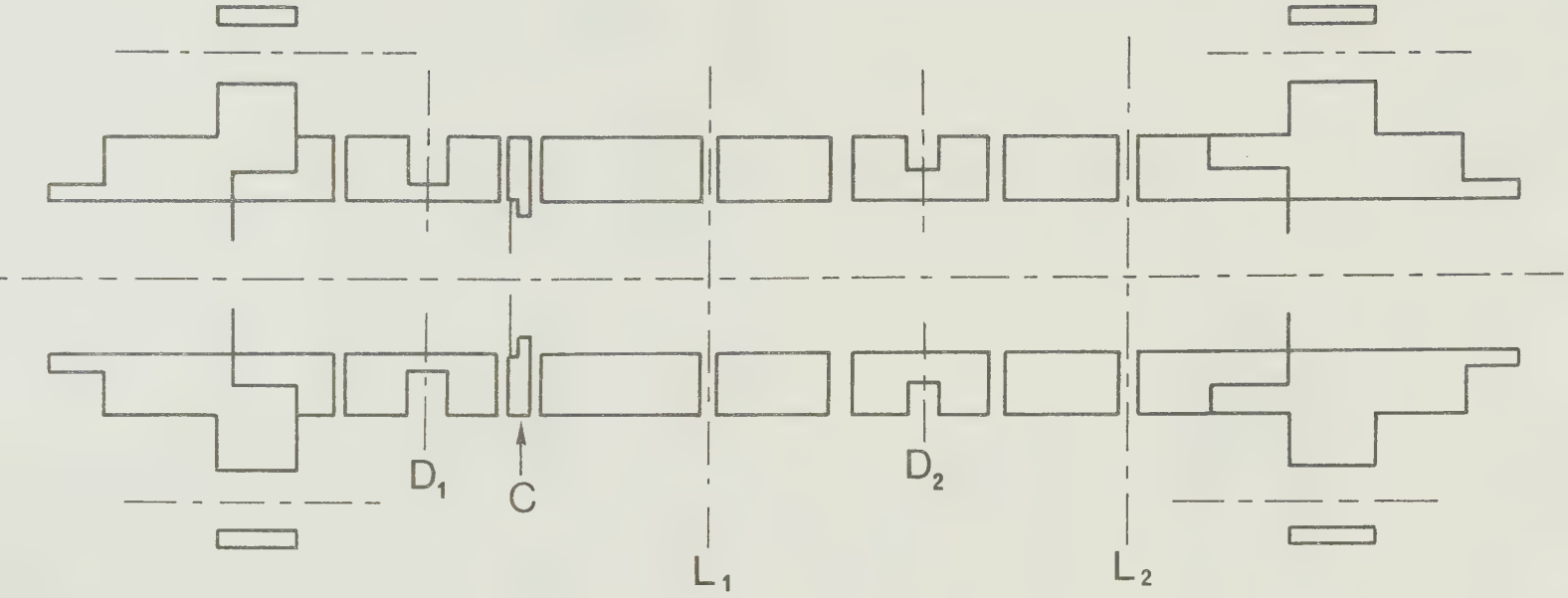


Fig.(2,8)

Optique de décélération

coupe

éch. 2

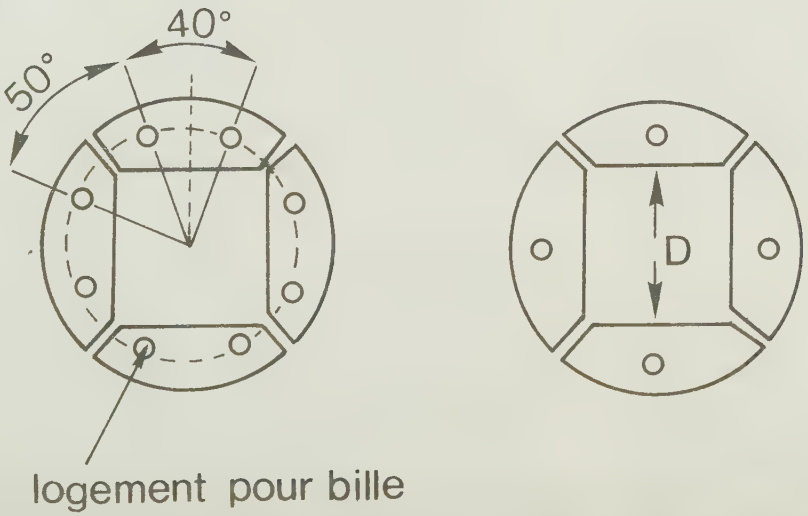
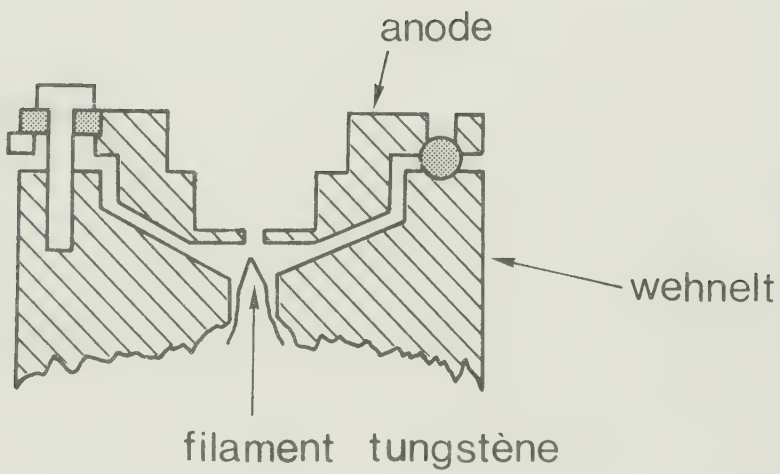


Fig.(2,9)

Vues latérales d'un jeu de déflecteurs

éch. 2



éch. 2

Fig. (2,12) Canon à électrons - coupe -

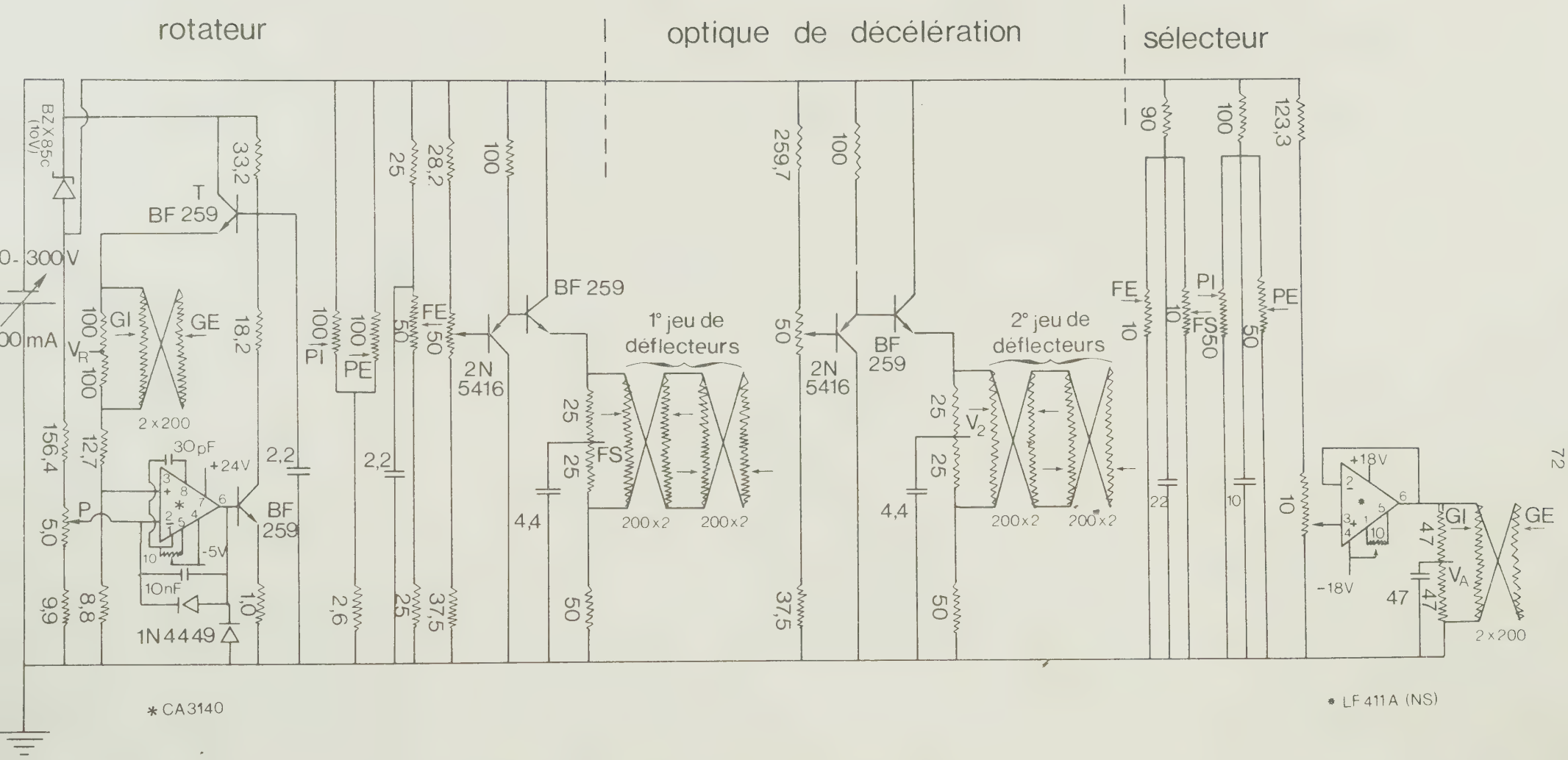


Fig. (2,13) Alimentation électrique

CHAPITRE III

ELABORATION DE PHOTOCATHODES

Depuis la réalisation de la première photocathode GaAs:Cs (Scheer et Van Laar (1965)), l'étude des photoémetteurs et émetteurs secondaires a connu un développement considérable, lié aux progrès de la technique du vide et de l'analyse des surfaces.

La procédure d'activation de l'arséniure de gallium par coadsorption de césium et d'oxygène est aujourd'hui classique et utilisée industriellement ; l'étude des faces (110), (100), (111)A et B qui sont de grande importance technologique (face de clivage et faces de croissance dans les techniques épitaxiales actuelles) suscite de nombreux travaux.

Nous rappelons ici les techniques de préparation des surfaces d'arséniure de gallium et décrivons le dispositif expérimental qui permet l'élaboration des photocathodes.

A. PREPARATION DES SURFACES

I. BATI D'ULTRA-VIDE

La réalisation d'un photoémetteur à affinité électronique négative ou faiblement positive requiert l'abaissement du travail de sortie du matériau par un traitement de surface approprié. Il est indispensable de disposer d'une surface "propre" au moment de l'activation et ultérieurement d'en ralentir au maximum la contamination afin d'obtenir une photocathode stable : les performances d'une telle photocathode dépendent étroitement de celles du dispositif de pompage. Un

calcul d'ordre de grandeur montre qu'une surface initialement exempte de toute contamination placée dans une enceinte à la pression de 1.10^{-10} torr est recouverte dans le pire des cas, c'est-à-dire lorsque les particules incidentes ont un coefficient de collage unité, par une monocouche de molécules étrangères en quelques heures. C'est une pression de cet ordre qui est la pression de travail.

L'enceinte réalisée en acier inoxydable est de faible volume (environ 15 l). Elle est constituée d'une "croix" (volume 4 l), contenant le porte échantillon et l'optique électronique, reliée à une pompe ionique 100 l/s Riber par un raccord coudé de grand diamètre (100 mm) qui éloigne la zone de transit des électrons des champs créés par la pompe (Fig.(3,1)). Un blindage cylindrique de mumétal disposé suivant l'axe horizontal de la croix élimine les champs résiduels de la région de sélection des électrons. La conductance de ces divers éléments limite la vitesse de pompage au voisinage de la photocathode à environ 50 l/s.

Lors de la mise sous vide un prévidage qui réduit la teneur en gaz nobles en évitant toute contamination d'huile est effectué par une pompe à membrane (vide limite 1 torr). Deux pompes à sorption réduisent la pression à 1.10^{-4} torr ce qui permet la mise en oeuvre de la pompe ionique. Les vitesses de pompage peuvent être améliorées par l'emploi d'une pompe à sublimation de titane qui se trouve dans le raccord de pompage et n'est en vue directe ni de l'échantillon, ni de l'optique électronique.

Tout le dispositif est étuvable à 450°C. En pratique l'étuvage a lieu à une température comprise entre 250°C et 350°C durant un minimum de 48 heures. Des pressions de 2.10^{-11} torr ont ainsi pu être atteintes avant installation de l'optique électronique. La mesure de la pression est effectuée par une

jauge à ionisation à filament d'iridium thorié.

II. METHODES DE PREPARATION DES SURFACES

1) Généralités

La préparation d'une surface parfaitement propre et non-détériorée est la condition essentielle à l'élaboration d'une photocathode : nous avons choisi d'utiliser le rendement quantique, la réponse spectrale de la photocathode ou encore la distribution énergétique des photoélectrons comme paramètres de contrôle de la qualité des surfaces. Ces paramètres, parfaitement adaptés à la finalité de l'expérience, ne nécessitent pas l'emploi des techniques usuelles de caractérisation des surfaces et imposent des conditions peut -être plus strictes (Piaget (1977)). Diverses techniques de préparation des surfaces peuvent être utilisées ; elles se répartissent en deux catégories :

- le clivage sous ultra-vide qui utilise le plan de clivage (110)

- les procédés de nettoyage chimique avant mise sous vide puis de nettoyage par chauffage sous ultra-vide. Ces techniques utilisent généralement la face (111)B qui présente une forte probabilité d'émission mais est peu stable ou la face (100). La face (110) peut également être utilisée avec succès (Liu, Moll et Spicer (1969)).

Nous avons choisi d'utiliser ce dernier groupe de techniques qui sont beaucoup plus souples d'emploi.

2) Nettoyage chimique

La procédure de nettoyage que nous utilisons est classique (voir par exemple Pierce, Celotta, Wang, Unertl, Galejs, Kuyatt et Mielczarek (1980)).

- La surface est soigneusement dégraissée au trichloréthylène puis à l'acétone et enfin au méthanol modérément chauds avant d'être séchée sous flux d'azote.

- Un décapage est réalisé par une solution 4:1:1 H_2SO_4 concentré, H_2O_2 à 30%, H_2O, à 50°C durant 3 minutes, en agitant de temps à autre pour éviter la formation de bulles et obtenir une attaque régulière. Cette opération est suivie de dix rinçages à l'eau désionisée.

- L'oxyde irrégulier éventuellement formé est éliminé dans HF concentré durant 5 mn à température ambiante. Suivent 5 rinçages à l'eau désionisée.

- Une fine couche d'oxyde est réalisée dans une solution 1:1 NaOH 1N, H_2O_2 à 3% à 30°C durant une minute suivie de 5 rinçages à l'eau désionisée. Cette couche d'oxyde passive la surface durant les opération de mise sous ultra-vide et prévient en particulier la contamination par le carbone. Nous avons cependant obtenu des photocathodes de bonne qualité sans effectuer cette étape.

- L'échantillon est rincé dans du méthanol et séché à l'azote avant d'être mis sous vide aussi rapidement que possible.

3) Nettoyage à haute température et dispositif de chauffage

- Le nettoyage sous ultra-vide avant activation est réalisé par chauffage de l'échantillon. La température de nettoyage est limitée par la température maximum d'évaporation congruente dans les conditions de Langmuir, T_c. En dessous de T_c le gallium s'évapore préférentiellement mais le coefficient de collage de l'arsenic en l'absence d'excès de gallium est extrêmement faible et la stoechiométrie est conservée. Au-dessus de T_c l'arsenic s'évapore préférentiellement et des gouttelettes de gallium apparaissent à la surface. Goldstein, Szostak et Ban (1976) ont mesuré la valeur de T_c en fonction de l'orientation cristalline :

$T_c = 663°C$ pour la face (100)

$T_c = 630°C$ pour la face (111)B

$T_c = 675°C$ pour la face (111)A

D'autres limitations telles que l'évaporation du dopant ou la formation de facettes interviennent également. Liu, Moll et Spicer (1969) mentionnent par exemple l'appauvrissement en zinc d'un échantillon de GaAs dopé à 1.10^{19} cm^{-3} orienté suivant la face (110) à 650°C.

Ces limitations de température rendent difficile l'élimination de contaminants comme le carbone.

L'azote et l'oxygène sont désorbés vers 600°C sauf lorsque l'oxygène est présent sous forme d'oxydes dûs à un décapage insuffisant (Piaget (1977)) ; des mesures de désorption flash réalisées par Goldstein et Szostak (1975) sur la face (100) de GaAs activé par adsorption de césium et d'oxygène font apparaître un pic de désorption de Ga_2O à 660°C c'est-à-dire tout à fait en limite d'évaporation congruente. Munoz-Yague,

Piqueras et Fabre (1981) mentionnent la disparition de l'oxyde de gallium à plus basse température soit 570°C environ.

Le carbone n'est que peu sensible au traitement thermique, il peut toutefois être partiellement éliminé par réaction avec l'oxygène à haute température. Le recouvrement en carbone diminue donc lors d'activations successives (Piaget (1977)). Sa présence favorise d'autre part la formation de facettes au cours du chauffage (Arthur (1974)).

Le bombardement d'ions, technique classique de nettoyage des surfaces, a parfois été utilisé. S'il permet de réduire le recouvrement en carbone, les défauts ponctuels qu'il crée persistent même après recuit et sont extrêmement néfastes à la photoémission (Bell (1973) ; Piaget (1977)).

- Le porte-échantillon, dérivé d'éléments standard Riber, est monté sur un déplacement de translation qui offre une course de 50 mm. L'activation a lieu en position rétractée et l'utilisation de la photocathode en une position voisine de l'élongation maximale. L'échantillon est plaqué par des pattes de tungstène sur un mince disque de tantale* soudé par points sur une couronne de molybdène. Un serpentin d'acier inoxydable serti dans une gorge creusée dans le pourtour de la couronne en permet le refroidissement par circulation d'azote liquide. Cet ensemble est électriquement isolé. Un four constitué d'un fil spiralé de tantale et d'un réflecteur en molybdène est placé à quelques millimètres de la sole portée par rayonnement à une température inférieure d'une cinquantaine de degrés à la température de nettoyage ; la puissance électrique fournie est de 20 W. La température de nettoyage est atteinte par bombardement électronique de la sole (courant électronique ≃2 mA) sous une tension comprise entre 500 et 900 V : l'apport de

*Le cuivre ne peut être utilisé. Il s'allie avec GaAs et en abaisse le point de fusion.

puissance est voisin de 1,5 W. Ce système offre l'avantage d'un réglage fin et à faible constante de temps de la température.

Un soin particulier a été apporté à la réduction de l'inertie thermique du porte-échantillon et les isolements sont conçus pour éviter une métallisation après dépôt de césium ou usage prolongé du four.

La température est contrôlée au moyen d'une résistance thermométrique au platine (100 Ω à 0°C) noyée dans la couronne de molybdène. La géométrie du montage, lorsque le spectromètre à électrons lents est positionné, ne permet pas l'usage d'un pyromètre infrarouge : une calibration a été effectuée avant son installation au moyen d'un pyromètre infrarouge IRCON qui offre une bonne sensibilité aux variations rapides de température de l'échantillon. Une mesure absolue de température est de toute façon difficile car l'émissivité de GaAs (que nous avons prise égale à 0,7) dépend de son état de surface ; il faut d'autre part tenir compte des hublot, miroir, grille... situés entre le pyromètre et l'échantillon. Le critère d'optimisation de la température est la qualité de la photocathode et, partant d'une température relativement basse, nous procédons par étapes en élevant peu à peu la température. Une bonne reproductibilité, liée à la mesure précise du courant de bombardement électronique et du courant de chauffage, est obtenue pour un échantillon et un positionnement donnés ; chaque fois que l'on change d'échantillon, il faut reprendre cette procédure d'optimisation puisque le contact thermique entre la sole et l'échantillon est vraisemblablement modifié. Le temps de chauffage est compris entre 1 et 2 heures. A ce moment la pression est en bas de la gamme des 10^{-9} torr et descend en quelques minutes en bas de la gamme des 10^{-10} torr après arrêt du four.

B. PHOTOCATHODES

I. TECHNOLOGIE DE L'ACTIVATION

1) Sources de césium et d'oxygène

L'élaboration d'une photocathode efficace requiert l'utilisation de sources de césium et d'oxygène très pures. Nous avons adopté des générateurs de césium commerciaux (SAES NF/3.9/12) soigneusement dégazés. Nous avons observé que le courant d'activation varie considérablement en fonction du mode de fixation du générateur et de son histoire (entre 2,5 et 5,5 A) : sa valeur est déterminée en augmentant progressivement l'intensité traversant le générateur jusqu'au moment où un faible effet apparaît sur la pression de l'enceinte, dans la gamme des 10^{-11} ou 10^{-10} torr. L'oxygène de pureté N48 est délivré par une bouteille haute pression et alimente après double détente un réservoir intermédiaire de très faible volume (une vingtaine de cm^3) isolé de la rampe d'alimentation par une vanne ultra-vide qui permet de le dégazer parfaitement. Une microfuite (Granville-Phillips 203 019) contrôle avec précision la pression partielle d'oxygène dans l'enceinte qui varie typiquement entre quelques 10^{-10} et quelques 10^{-9} torr lors de l'activation.

2) Procédure d'activation

Le cristal d'arséniure de gallium, éclairé par un laser hélium-néon ou éventuellement par une lampe halogène, est placé à quelques centimètres de la fente d'entrée du rotateur (ou d'une fine grille de molybdène si le spectromètre n'est pas installé) polarisée à quelques centaines de volts. Le "courant échantillon" est enregistré et il est commode de le dériver pour en suivre l'évolution. Le dépôt de césium commence à l'issue de

la procédure de nettoyage et au cours du refroidissement (cette précaution évite la repollution de la surface). Au bout d'une trentaine de minutes apparaît un photocourant qui croît rapidement. Dès qu'un maximum est atteint on introduit de l'oxygène de façon à maintenir la croissance du signal. La césiation est achevée sur un excès de césium qui a tendance, dans nos conditions, à se désorber lentement.

La figure (3,2) présente une activation typique. Nous avons également essayé les procédures de césiation-oxygénation alternées et d'activation à deux étapes (c'est-à-dire qu'après activation, l'adsorbat est partiellement désorbé par chauffage durant quelques minutes à 500°C et que l'activation est recommencée) réputée donner les photocathodes les plus performantes. Toutes ces méthodes ont conduit à des résultats satisfaisants et comparables. Nous utilisons usuellement la méthode d'adsorption simultanée de césium et d'oxygène pour sa commodité puisque notre but n'est pas directement d'optimiser le rendement des photocathodes.

II. CARACTERISATION DES PHOTOCATHODES

1) Performances

De façon courante la sensibilité d'une photocathode, exprimée en µA par lumen, est liée à sa réponse spectrale intégrée dans le visible. Il ne nous a pas semblé utile de reproduire une telle calibration peu adaptée à une photocathode dont le principal intérêt est sa réponse aux grandes longueurs d'onde. Nous préférons caractériser nos photocathodes par leur rendement quantique $Y(\lambda)$ à une longueur d'onde fixée :

$$Y(\lambda) = \frac{1{,}24.10^4}{\lambda} \cdot \frac{I}{W}$$

I est l'intensité du photocourant (en μA), W la puissance lumineuse fournie à l'échantillon (en μW) et λ la longueur d'onde de la lumière (en Å). Nous utilisons usuellement un laser He-Ne (λ=6328 Å soit 1,96 eV) et obtenons des rendements quantiques voisins de 10% , valeurs tout à fait comparables à celles citées dans la littérature (Pierce et al (1980)).

Le césium ayant tendance à se désorber facilement, le rendement des photocathodes décroît dans le temps. La diminution du photocourant est généralement de quelques % par heure. Nous observons parfois une phase de décroissance plus rapide (environ 15% en une heure) juste après césiation, suivie de la phase de décroissance lente. L'efficacité initiale peut être restaurée en rajoutant un peu de césium. Il est également possible de conserver des photocathodes parfaitement stables en maintenant un léger flux de césium. Ces observations sont illustrées par la figure (3,3).

Une caractéristique importante des photocathodes est leur réponse spectrale puisqu'elle constitue un moyen commode d'en évaluer l'affinité électronique. Cette mesure est effectuée systématiquement ; c'est l'un des critères de contrôle de la qualité des photocathodes.

2) Dispositif expérimental

Nous disposons de deux sources lumineuses :

- un laser hélium-néon SORO 2000 de puissance 2 mW utilisé lors de la césiation, pour mesurer le rendement quantique à 6328 Å et dans la plupart des analyses en énergie réalisées jusqu'ici : une lentille proche du hublot focalise le faisceau sur la photocathode et permet un déplacement fin du spot.

- une lampe halogène associée à un monochromateur (Jobin-Yvon

HR20 IR) équipé d'un réseau 600 tr/mm qui, avec des fentes de 0,5, 1 et 2 mm présente une bande passante de 4,8 et 16 nm. Une lentille transforme le faisceau sortant du monochromateur en un faisceau parallèle qui peut, grâce à un miroir basculant être substitué au faisceau laser (Fig.(3,4)). Un filtre qui coupe les longueurs d'ondes inférieures à 5300 Å élimine l'ordre 2 dans le proche infrarouge. Cette source est utilisée pour accéder à la réponse spectrale des photocathodes : l'échantillon est approché de la fente d'entrée (ou de la grille de molybdène) polarisée positivement et le photocourant est enregistré en fonction de la longueur d'onde d'excitation. La distribution spectrale du système lampe halogène-monochromateur a été mesurée avec un photodétecteur calibré (PIN 10 IR). La puissance lumineuse fournie varie assez peu avec la longueur d'onde et, entre 1 µm et 0,65 µm (0,95 µm et 0,75 µm), reste constante à moins de 20% (5%) près. Elle est typiquement d'une vingtaine de µW dans une bande passante de 8 nm.

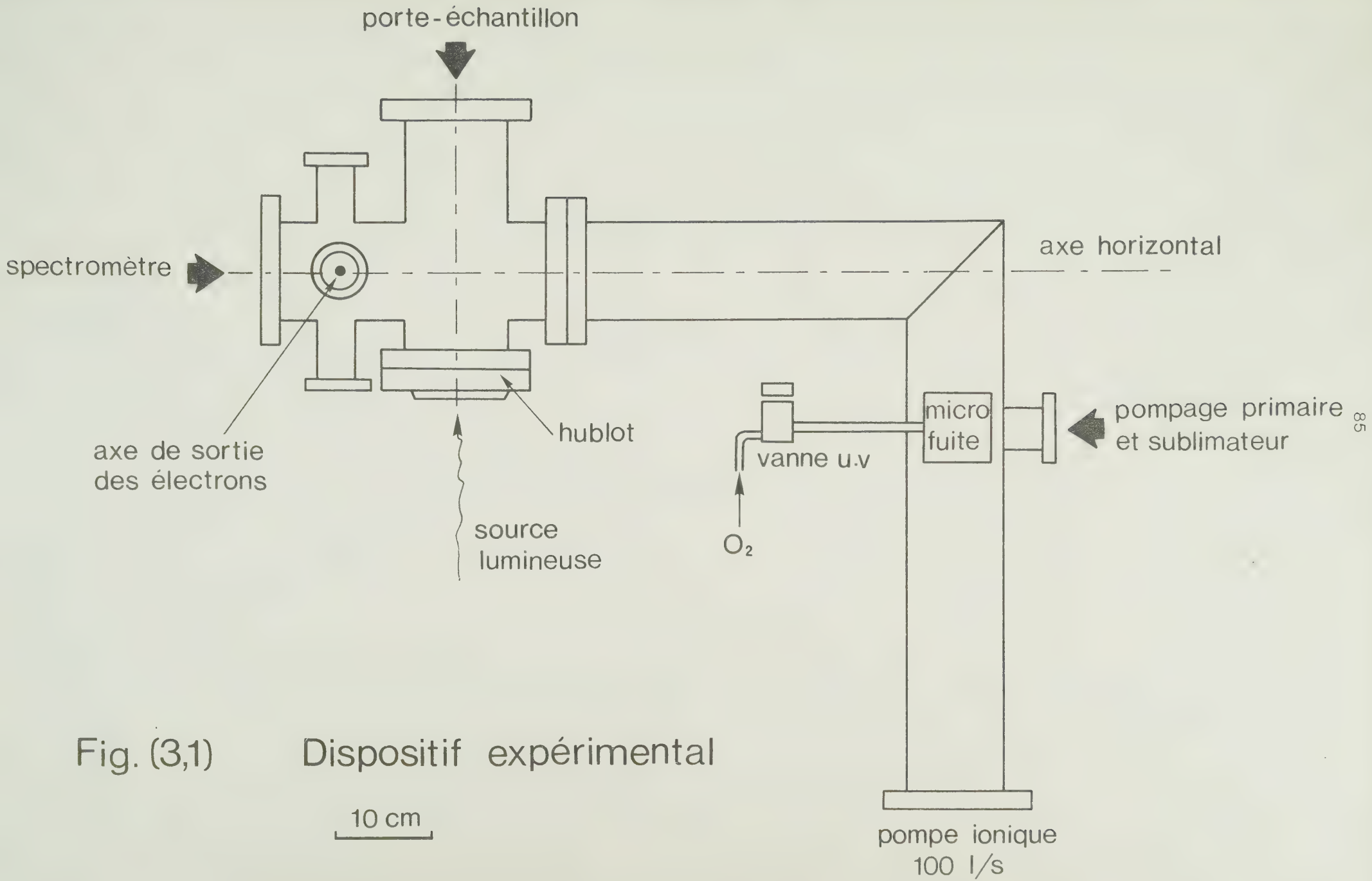


Fig. (3,1) Dispositif expérimental

Fig. (3,2) : Activation d'un cristal de GaAs par césiations et oxygénations alternées.

L'échantillon est éclairé par un laser He-Ne. Le flux de césium est maintenu sensiblement constant et les ▲ (o) indiquent le début (la fin) d'une oxygénation.

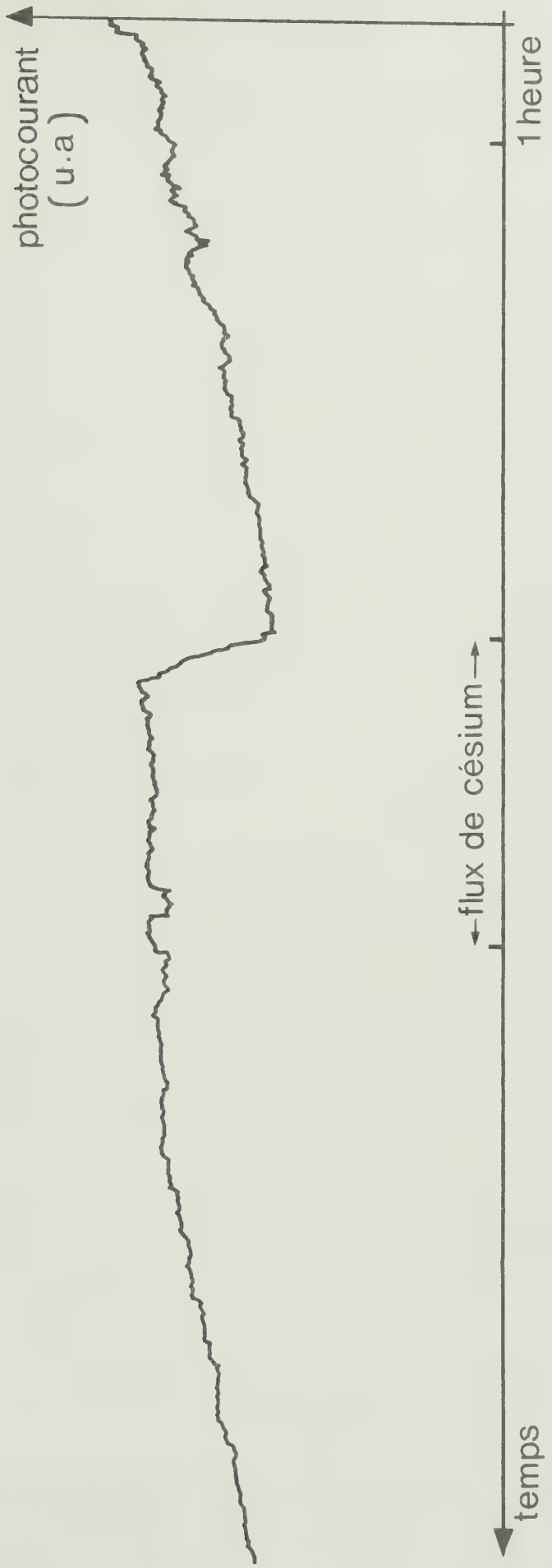


Fig. (3,3) Stabilité dans le temps d'une photocatode

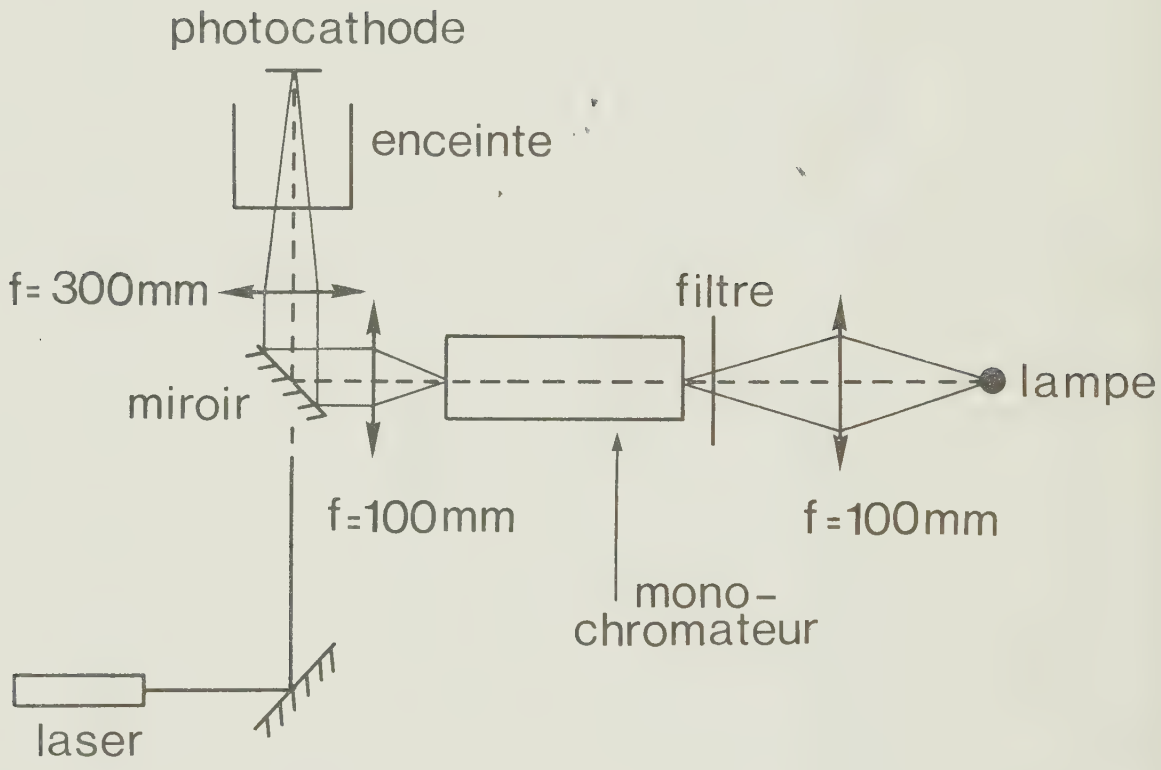


Fig. (3,4) Dispositif optique

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX

A. PERFORMANCES DU SPECTROMETRE A ELECTRONS LENTS

L'optique électronique a été calculée de manière complètement théorique. Il était nécessaire dans un premier temps d'en tester le fonctionnement et les performances. Cette étape a été réalisée au moyen du canon à électrons à filament de tungstène décrit précédemment et l'étude de la distribution bien connue d'émission thermonionique a permis de vérifier le bon fonctionnement du sélecteur.

I. EMISSION THERMOIONIQUE

Rappelons tout d'abord la forme de la distribution énergétique des électrons émis par un filament de tungstène. Pour cela, choisissons l'origine des énergies en bas de la bande de conduction dans le solide et notons E (resp. ε) l'énergie cinétique des électrons dans le solide (resp. dans le vide). La conservation de l'énergie impose, en négligeant les interactions surface-électron au cours du processus d'émission :

$$\varepsilon + |e|\,\Phi_W + E_F = E$$

La fonction de Fermi dans le cristal, $f(\varepsilon)$, est alors :

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{(\varepsilon+|e|\Phi_W)/k_BT} + 1}$$

La température de fusion du tungstène est d'environ 3700K de

sorte que $k_BT<340$ meV dans le domaine d'utilisation de la cathode ; puisque $\phi_W \sim 4,5$ V, $f(\varepsilon) \sim e^{-\varepsilon/k_BT}.e^{-|e|\phi_W/k_BT}$. La contribution des électrons d'énergie cinétique ε au courant J_T émis par unité de surface de la cathode portée à la température T est donnée par l'intégrale de surface d'élément différentiel $d\sigma$:

$$\frac{dJ_T}{d\varepsilon} = \iint_{\frac{\hbar^2 q^2}{2m}=\varepsilon, q_x>0} \frac{2}{(2\pi)^3} f(\varepsilon) \cdot \frac{\hbar|e|}{m} q_x \, d\sigma$$

où q est le vecteur d'onde de l'électron dans le vide. L'axe des x désigne la normale sortant de la surface. L'intégration s'effectue aisément :

$$\frac{dJ_T}{d\varepsilon} = \frac{|e|m}{2\pi^2\hbar^3} e^{-\phi_W|e|/k_BT} \varepsilon \, e^{-\varepsilon/k_BT} \qquad (4,1)$$

Il est commode d'effectuer la transformation usuelle en optique électronique $\varepsilon=|e|V$ et la relation (4,1) devient :

$$\frac{dJ_T}{dV} = \frac{|e|^3 m}{2\pi^2\hbar^3} e^{-|e|\phi_W/k_BT} V \, e^{-|e|V/k_BT} \qquad (4,2)$$

L'intégrale $\int_0^\infty \frac{dJ_T}{dV} dV$ fournit le courant total émis par unité de surface de la cathode en fonction de la température :

$$J_T = \frac{|e|m}{2\pi^2\hbar^3} e^{-\phi_W|e|/k_BT} (k_BT)^2 \qquad (4,3)$$

Cette formule est connue sous le nom de loi de Richardson.

numériquement : $J_T = 120$ A.cm^{-2} K^{-2} $(T^2 e^{-|e|\phi_W/k_BT})$

II. EVALUATION DE LA RESOLUTION

La mesure de la résolution d'un analyseur utilise généralement un deuxième analyseur (Simpson 1964). Une telle méthode est relativement compliquée d'emploi et nous avons pensé à évaluer beaucoup plus simplement la résolution en utilisant les remarques suivantes :

- L'examen de la relation (4,2) montre que la distribution est maximale pour $V_M=k_BT/|e|$ et atteint sa valeur à mi-hauteur en $V_1\simeq 0,23\ V_M$ et $V_2\simeq 2,68\ V_M$. Elle peut, sur l'intervalle $[0,\ k_BT/n|e|]$, être approchée par une droite ; l'approximation est correcte dès que n vaut quelques unités. A titre d'exemple, on peut confondre la courbe sur l'intervalle $[0,k_BT/2|e|]$ avec la corde joignant les points de la distribution d'abscisse V=0 et $V=k_BT/2|e|$. L'erreur relative en surface est d'environ 16% . Pour conserver un sens à l'approximation nous nous limiterons à $V<k_BT/2|e|$.

- Si nous disposons d'une fonction d'appareil symétrique f(x) de support $[-\alpha,+\alpha]$ et observons la demi-droite $\lambda xY(x)$ (Y(x) fonction d'Heaviside) en $x_o>\alpha$ nous obtenons la réponse :

$$\lambda\int_{x_o-\alpha}^{x_o+\alpha} f(x-x_o)x\ dx = \lambda x_o\Sigma$$

où Σ, surface de la fonction d'appareil, est caractéristique de la résolution. Le signal recueilli comporte une partie linéaire qui s'extrapole en x=0 et commence à apparaître en $x=-\alpha$.

Utilisant la fonction d'appareil triangulaire de hauteur unité et de largeur à mi-hauteur ΔE que nous avons obtenue lors de l'étude de l'analyseur et assimilant la

distribution d'émission thermoionique à une droite aux faibles énergies, nous déterminons l'origine des énergies par extrapolation de la pente basse énergie du signal expérimental et l'abscisse du point d'apparition du signal fournit la résolution.

Si l'on applique strictement les critères ci-dessus, cette mesure n'a de sens que pour $2\Delta E < k_B T/2|e|$. Toutefois, puisque 75% de la surface de la fonction d'appareil est obtenue en restreignant l'intégration à l'intervalle $[-\Delta E/2, \Delta E/2]$ une condition encore valable est $\Delta E < k_B T/2|e|$.

Numériquement : T=2000 K impose $\Delta E < 84$meV. Dans notre cas l'énergie d'analyse doit être inférieure à 2 V.

Les résultats expérimentaux ont confirmé les évaluations précédentes. Par contre des modifications de la partie haute énergie et des décalages en énergie de la distribution, liés au potentiel appliqué au wehnelt, sont apparus. Le wehnelt influe d'une part sur la distribution angulaire du courant émis et d'autre part modifie la contribution des différents points du filament à l'émission totale. Nous allons examiner ici l'effet d'une distribution de température de la zone émissive sur la distribution énergétique des électrons émis. Supposons cette distribution à valeur dans l'intervalle $[T_1, T_2]$ et posons $\beta = (T_2 - T)/T_2$.

Un développement au premier ordre en β de (4,2) montre, en négligeant la variation du travail de sortie avec la température, que :

$$\frac{dJ_T}{dV} = \frac{dJ_{T_2}}{dV} \left(1 - \beta|e| \frac{\phi_W + V}{k_B T_2}\right)$$

Si nous connaissons la contribution $g(\beta)$ de la zone de température T à l'émission totale, normalisée par la relation

$$\int_0^{\beta_M} g(\beta)d\beta = 1 \qquad \text{où} \qquad \beta_M = \frac{T_2 - T_1}{T_2}$$

nous pouvons calculer la forme de la distribution dJ/dV observée :

$$\frac{dJ}{dV} \simeq \frac{dJ_{T_2}}{dV}\left[1 - \frac{|e|}{k_B T_2}\int_0^{\beta_M}\phi_W \beta g(\beta)d\beta\right]\left[1 - \frac{|e|V}{k_B T_2}\int_0^{\beta_M}\beta g(\beta)d\beta\right]$$

Le premier terme correctif correspond à une diminution globale d'intensité mais ne modifie pas la forme de la courbe alors que le deuxième diminue l'amplitude de la courbe vers les hautes énergies.

Qualitativement nous comprenons ainsi l'influence du wehnelt sur la distribution observée : la modification de l'angle moyen du faisceau émis (en particulier si le filament est légèrement décentré) peut provoquer un décalage en énergie ainsi que nous l'avons discuté lors de l'étude de l'analyseur et la contribution de zones de températures différentes conduit globalement à une décroissance plus rapide de la partie haute énergie. Enfin les inhomogénéités des travaux de sortie ont pour principal effet de superposer des distributions qui apparaissent à des valeurs différentes du potentiel appliqué à la cathode et conduisent plutôt à surestimer la valeur de ΔE évaluée par la méthode précédente.

La figure (4,1) présente la distribution d'émission thermoionique obtenue à 0,5 V d'énergie d'analyse (20 meV de résolution théorique)*. La température (environ 2300 K) déterminée d'après le point V_1 est compatible avec le courant total d'émission (2,6 µA). La partie haute énergie présente une

*On observe à très grand gain un faible "pic fantôme" dans la partie basse énergie de la distribution. Ce pic est dû à des électrons réfléchis et son amplitude dépend crucialement des potentiels appliqués aux plaques collectrices.

décroissance plus rapide que ne le prédit la formule (4,2).

On a porté sur la figure (4,2) la valeur de la résolution en fonction de l'énergie d'analyse, déterminée graphiquement par la méthode précédente ; la droite obtenue est en bon accord avec la théorie. Il a été impossible d'obtenir une mesure précise du courant transmis par l'analyseur en fonction de la résolution car chaque énergie d'analyse nécessite un réglage différent du wehnelt. On a toutefois vérifié que ce courant est approximativement proportionnel à la résolution.

B. PHOTOCATHODES GaAs:Cs-O

Les premières mesures de distributions en énergie de photoélectrons que nous avons réalisées et que nous présentons ici constituent essentiellement une vérification du bon fonctionnement du dispositif expérimental dans son ensemble. Les structures caractéristiques de la distribution énergétique des électrons émis par une photocathode GaAs:Cs-O sont assez larges et, de ce fait, nos mesures n'apportent, pour l'instant, que peu d'éléments nouveaux par rapport à certains travaux antérieurs (en particulier James (1969), James et Moll (1969)) bien que la résolution dont nous disposons soit nettement meilleure.

Il nous paraît important de mentionner qu'une photocathode s'est révélée, en tant que source d'électrons, beaucoup plus commode qu'un canon à électrons classique. En effet :

- le courant émis dans un faible angle solide est intense si bien que l'usage d'un wehnelt est inutile.

- pour modifier la position de la zone émissive il suffit de

déplacer le point de focalisation du laser.

La stabilité dans le temps d'une photocathode est très satisfaisante (quelques % par heure) et, à long terme, une simple recésiation restaure d'excellentes performances. L'utilisation d'une photocathode à basse température est rendue plus délicate par les mécanismes de cryopompage mais la stabilité à l'échelle de l'heure demeure bonne. Enfin, un retour à température ambiante ne laisse pas apparaître de dégradation "irréversible".

a) Expérience

Nous avons utilisé un échantillon de GaAs mal caractérisé, orienté suivant la face (100), provenant d'un tube photomultiplicateur commercial. Les spectres de photoémission que nous présentons ici ont été obtenus avec une même photocathode et au cours d'une même série de mesures. La résolution en énergie est de 20 meV. Le laser He-Ne éclairait la photocathode. Les miroir, lentille, hublot et grille qui interceptent le faisceau atténuent notablement l'intensité reçue par l'échantillon. Nous n'avons pas effectué de mesure précise mais supposons que la puissance lumineuse fournie à la photocathode est de l'ordre de la centaine de µW. Nous avons réalisé successivement une série d'enregistrements à une température de 300 K (émission totale de la photocathode ≃900 nA) puis à 115 K (émission totale de la photocathode ≃450 nA).

Lors de chaque mesure la photocathode a été caractérisée par sa réponse spectrale. Pour effectuer les analyses en énergie, nous avons utilisé successivement la détection continue et la détection synchrone. Les figures (4,3) à (4,8) présentent les résultats expérimentaux.

b) Discussion

L'examen des réponses spectrales (Fig.(4,3) et (4,6)) permet tout d'abord de constater qu'une affinité électronique apparente négative a été obtenue. Le fort dopage de l'échantillon (typiquement dans le domaine 5.10^{18}-$1.10^{19}cm^{-3}$) explique l'apparition d'un signal de photoémission pour des énergies de photons inférieures à la largeur de la bande interdite. Les distributions en énergie (Fig.(4,4) et Fig.(4,7)) ou leurs dérivées (Fig.(4,5) et Fig.(4,8)) mettent en évidence un pic étroit à basse énergie qui pourrait être attribué aux électrons thermalisés dans le minimum Γ. La queue basse énergie observée à T=115 K (Fig.(4,7)) correspond alors aux électrons qui ont perdu de l'énergie dans la région de charge d'espace. Notons qu'elle est beaucoup moins importante que celle qui apparaît dans les travaux de James (1969), James et Moll (1969) ; peut-être est-ce là un effet spécifique du fort coefficient de réflexion de la face (110).

Evaluons la largeur à mi-hauteur de ce pic sur les enregistrements (4,4) et (4,7). Nous obtenons :

à T = 300 K : 130 meV

à T = 115 K : 60 meV

Ces résultats sont en bon accord avec l'estimation de James (1969), James et Moll (1969), qui approchent la largeur à mi-hauteur de la distribution expérimentale par la largeur à mi-hauteur de la distribution électronique dans le cristal ($\sim 1,8\ k_BT$) augmentée d'un terme d'élargissement par le temps de vie. En effet, la courbure de bande est probablement voisine de 0,5 eV (Spicer et al. (1979)) donc supérieure à L_6-$\Gamma_6 \simeq 0,31$ eV. Dans ces conditions le taux de diffusion de Γ vers L ou X, $\tau^{-1}_{\Gamma,LX}$, est, dans la région de courbure de bandes, de l'ordre de $10^{14}s^{-1}$. L'élargissement qui en résulte, approximativement

$\hbar\tau^{-1}_{\Gamma,LX}$, possède une dépendance en température donnée par la formule (1,5).

Avec un taux de diffusion de $1.10^{14} s^{-1}$ à température ambiante nous nous attendons à obtenir un pic Γ de largeur :

- 110 meV à 300 K
- 55 meV à 115 K

Des structures supplémentaires apparaissent sur les dérivées de ces distributions :

- A T = 300 K, on observe une épaule située à environ 300 meV au-dessus de Γ (Fig.(4,5)). Elle pourrait être attribuée à L.

Remarquons que l'émission d'électrons de l'une des vallées L à partir de la face (100) est interdite par les lois de conservation puisque la composante parallèle à la surface du vecteur d'onde, q_t, vérifie :

$$\frac{\hbar^2}{2m} q_t^2 \geqslant \frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{2}\left[\frac{2\pi}{a}\right]^2 \simeq 2,4 \text{ eV}$$

Cette condition, obtenue dans un modèle simplifié qui ne décrit pas le cristal réel au voisinage de la surface, ne peut cependant être tenue pour stricte.

- A T = 115 K (Fig.(4,8)), on observe deux épaules situées à environ 250 meV et 400 meV au-dessus de Γ. Si le pic de plus basse énergie peut encore correspondre à L compte tenu de l'imprécision sur la détermination de sa position, le pic de plus haute énergie ne peut correspondre à X (520 meV au-dessus de Γ).

L'extrémité haute-énergie de la distribution présente, à basse température, un point d'arrêt bien visible qui correspond avec une bonne approximation à l'énergie

d'excitation. Nous l'utilisons pour étalonner en énergie les enregistrements expérimentaux :

- Les électrons sont créés dans la bande de conduction avec l'énergie cinétique

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m_c^*} = (h\nu - E_G) \frac{1}{1 + \frac{m_c^*}{m_v^*}}$$

où m_c^* (resp. m_v^*) désigne la masse effective de la bande de conduction (resp. de valence) et $h\nu$ l'énergie d'excitation.

Considérons des transitions de la bande de trous lourds vers la bande de conduction : $m_v^* \simeq 0{,}5\ m$ alors que $m_c^* \simeq 0{,}07\ m$. Par conséquent :

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m_c^*} \simeq (h\nu - E_G)\ (1 - \frac{m_c^*}{m_v^*})$$

Les électrons émis sans avoir perdu d'énergie possèdent au voisinage de la surface et dans le vide l'énergie cinétique $(\hbar^2 k^2/2m_c^*) - \chi_A$. Pour les sélectionner, il faut appliquer à la photocathode le potentiel V_M donné par (2,30) :

$$V_M = (h\nu - E_G) - \frac{m_c^*}{m_v^*} (h\nu - E_G) - \chi_A + \phi_{cath} - \phi_{Au}$$

$$V_M = h\nu\ (1 - \frac{m_c^*}{m_v^*}) - E_F + \frac{m_c^*}{m_v^*} E_G - \phi_{Au}$$

(De même, pour sélectionner des électrons de Γ d'énergie cinétique nulle dans le cristal, il faut appliquer à la photocathode le potentiel $V_m = - \chi_A + \phi_{cath} - \phi_{Au} =$

$E_G - E_F - \phi_{Au}$). Connaissant l'échelle des énergies à 115 K nous pouvons donc déduire l'échelle des énergies à 300 K si nous connaissons la variation du niveau de Fermi. On peut calculer que, pour un dopage dans la gamme 1.10^{18}-1.10^{19} cm^{-3}, cette variation est de l'ordre de la trentaine de meV entre 115 et 300 K. La contribution des accepteurs pourrait toutefois conduire à modifier l'étalonnage en énergie ainsi déterminé.

En utilisant ce procédé, nous pouvons situer en énergie le "pic Γ" que nous observons* :

T(K)	Γ(eV)
300	1,28
115	1,39

Musatov, Korotkikh et Shadrin (1981) ont obtenu, à température ambiante, la valeur 1,3 eV pour le pic de plus basse énergie et 1,5 eV pour le pic de plus haute énergie. Ils supposent, pour rendre compte de ces valeurs inférieures aux énergies des minima Γ ou L dans le cristal, que les pics observés correspondent à des niveaux de la région de charge d'espace qui joueraient, à cause de la faible transparence de la surface, un rôle capital dans le processus de photoémission.

Un certain nombre d'expériences complémentaires nous semble nécessaire pour permettre une analyse plus détaillée de ces phénomènes.

*Comme le mentionnent James (1969), James et Moll (1969), la distribution observée est le produit de la distribution au voisinage de la surface f(E) par la transparence de la surface C(E). La position des extremums est déterminée par l'équation $d(f(E)C(E))/dE=f(E)dC(E)/dE+C(E)df(E)/dE$. Puisque la transparence est généralement une fonction croissante de l'énergie, $dC(E)/dE>0$ de sorte que les pics sont déplacés vers les hautes énergies. En pratique C(E) semble varier assez lentement pour que ce déplacement soit négligeable.

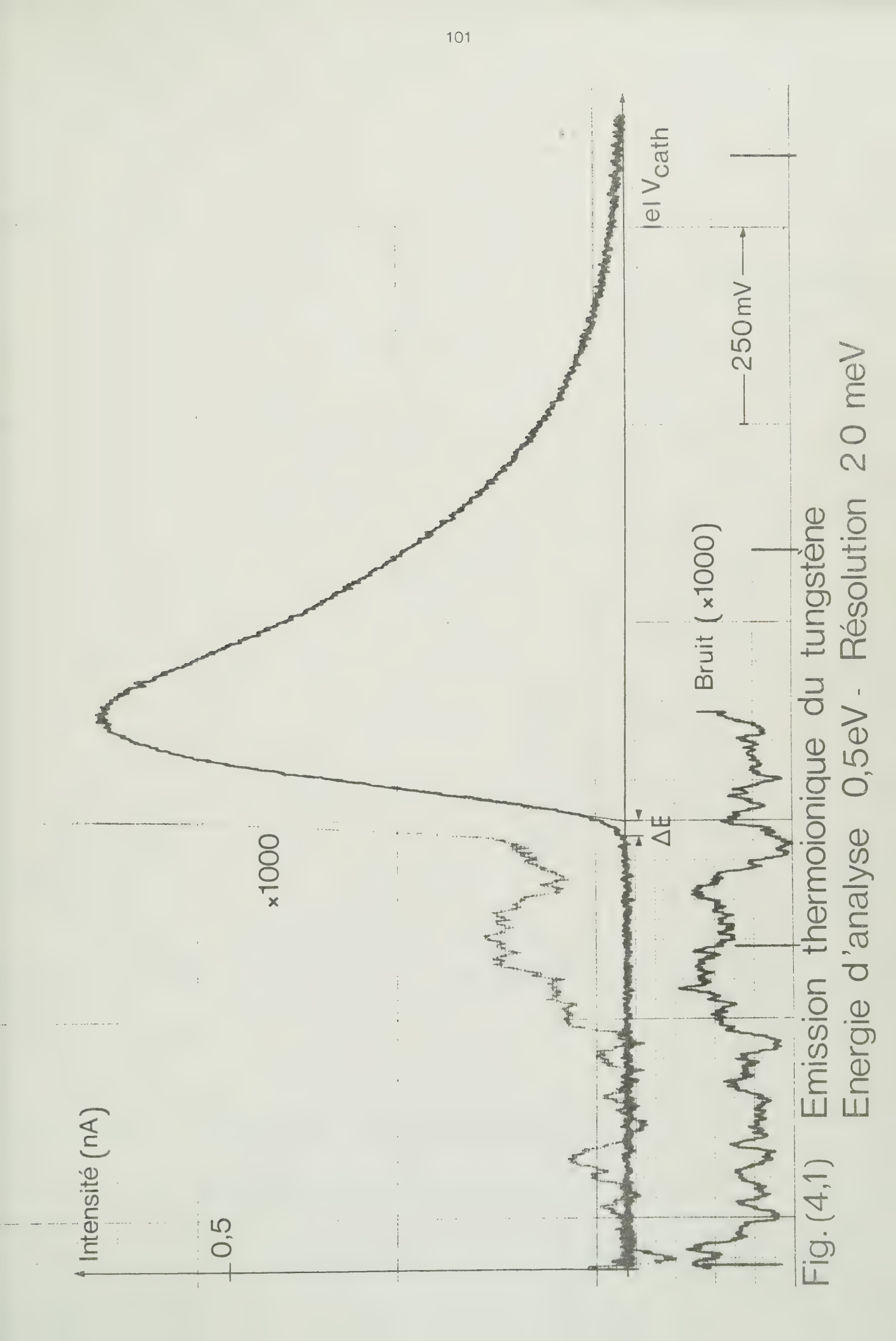


Fig.(4,1) Emission thermoionique du tungstène
Energie d'analyse 0,5eV - Résolution 20 meV

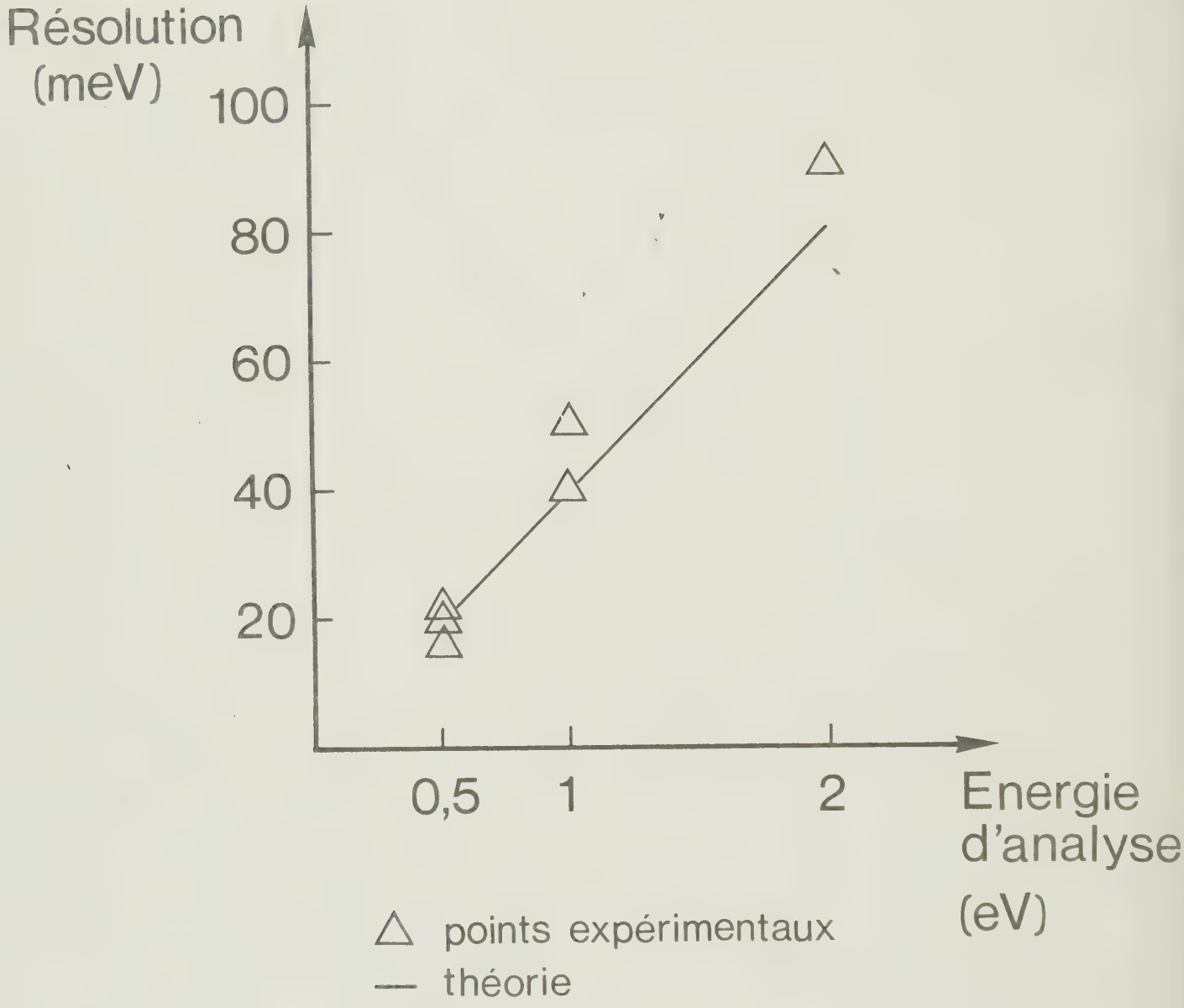

Résolution
(meV)
100
80
60
40
20
0,5
1
2
Energie
d'analyse
(eV)
△ points expérimentaux
— théorie

Fig. (4,2)

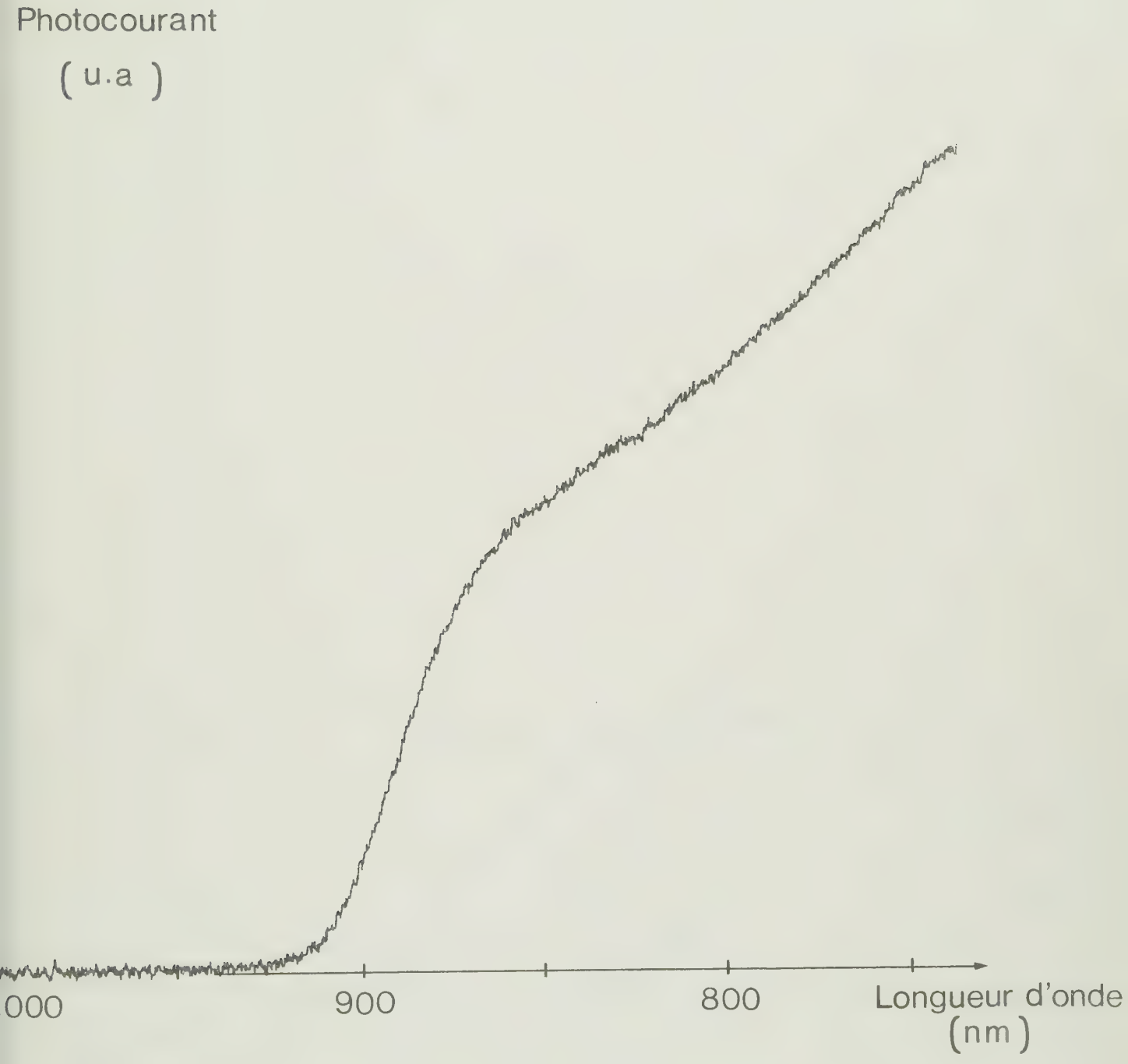


Fig. (4,3) Réponse spectrale à T = 300K

Bande passante 8 nm

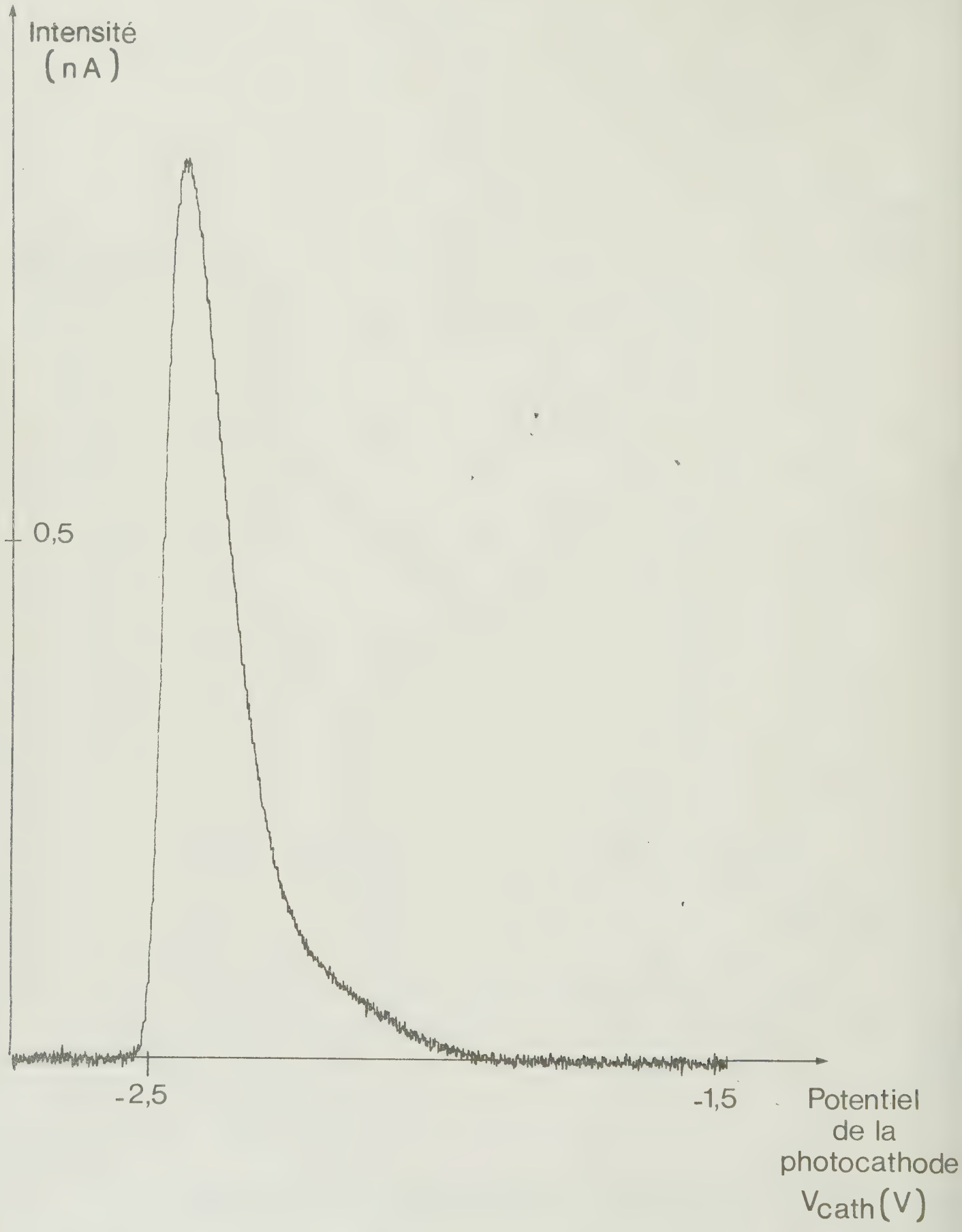


Fig.(4,4) Spectre de photoémission à 300K
Résolution 20 meV

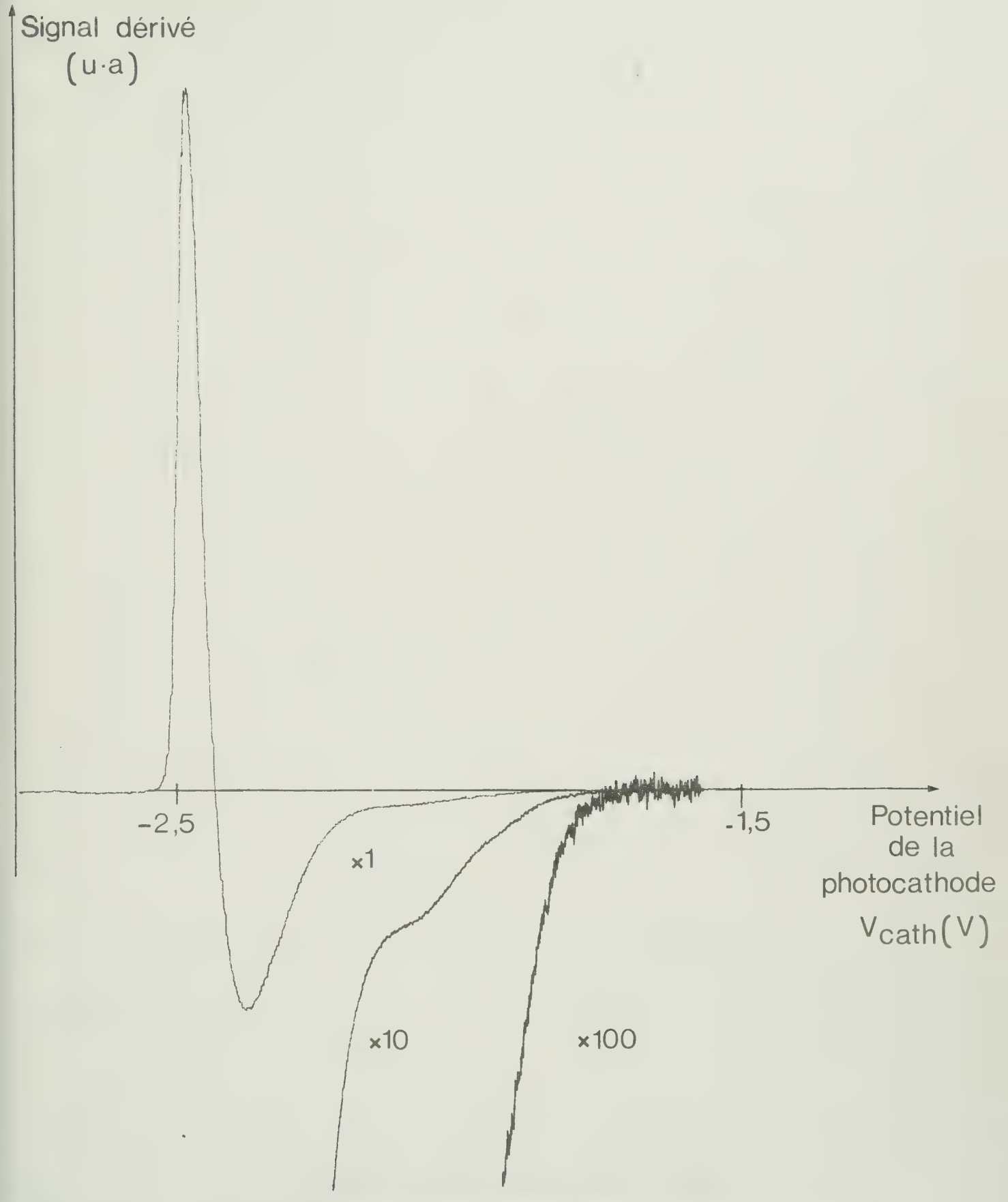


Fig.(4,5) Dérivée du spectre de photoémission à T = 300 K

Résolution 20 meV - Modulation 10mV c à c

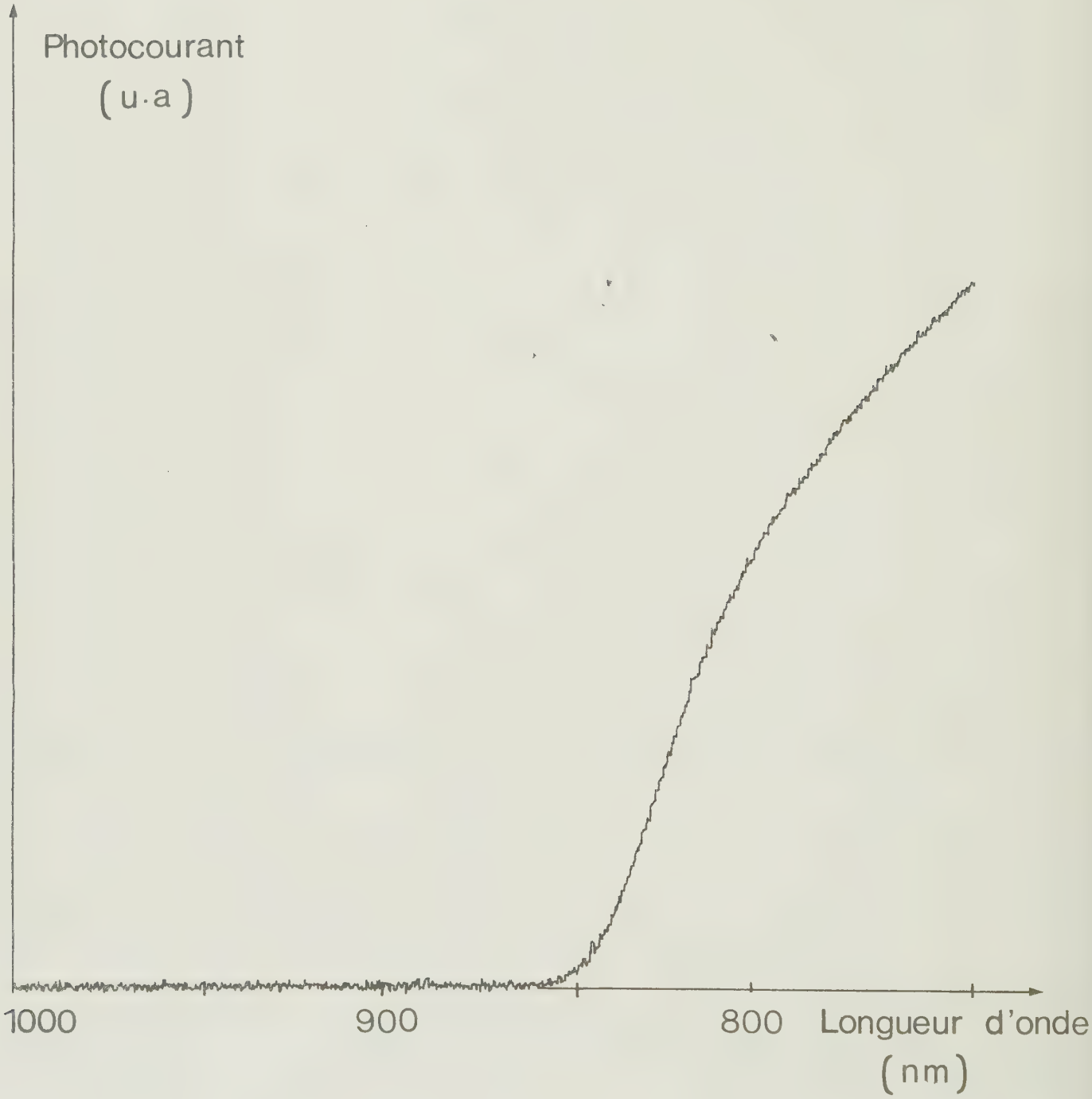


Fig. (4,6) Réponse spectrale à T = 115 K
Bande passante 8nm

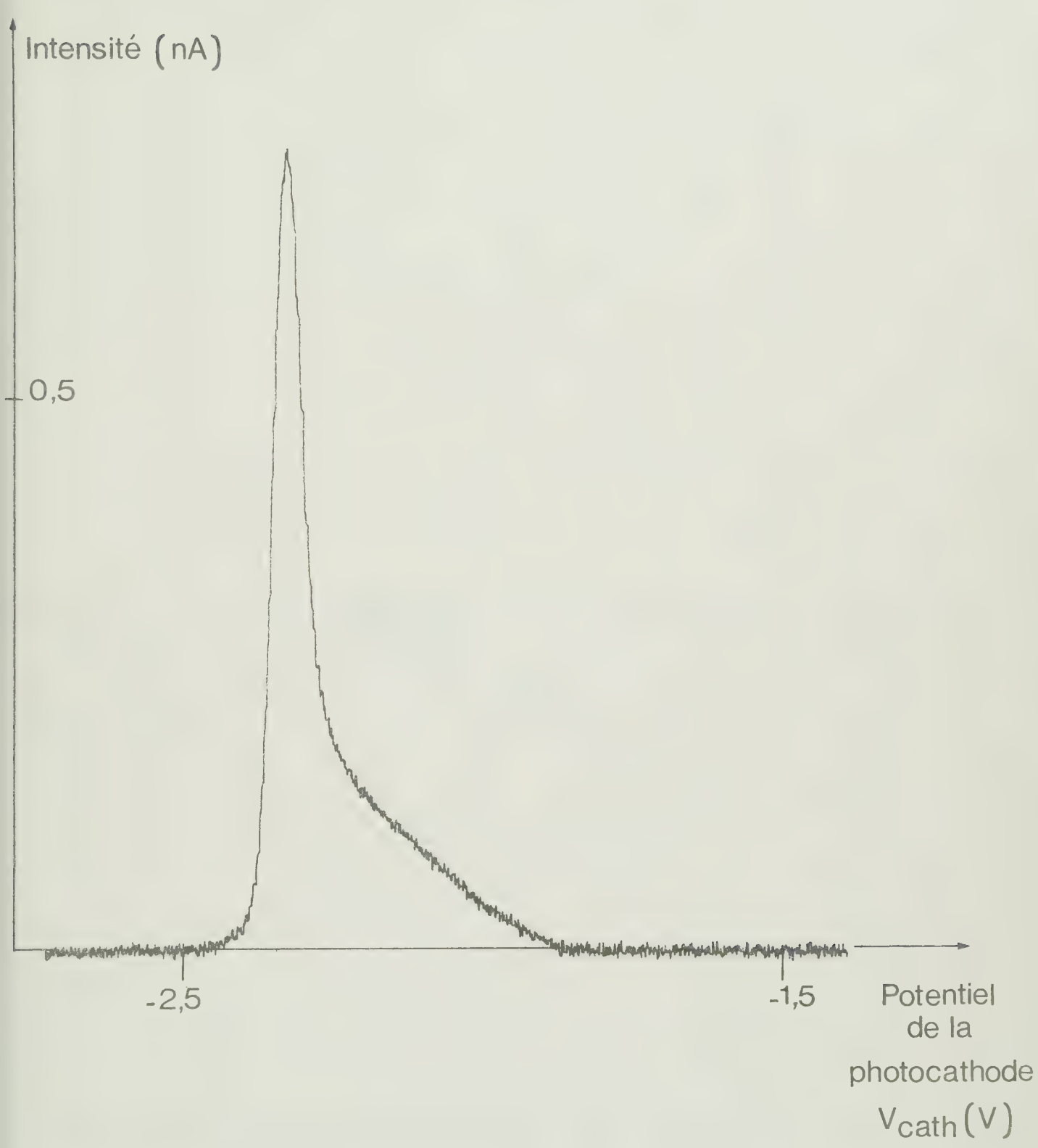


Fig.(4,7) Spectre de photoémission à T=115 K
Résolution 20 meV

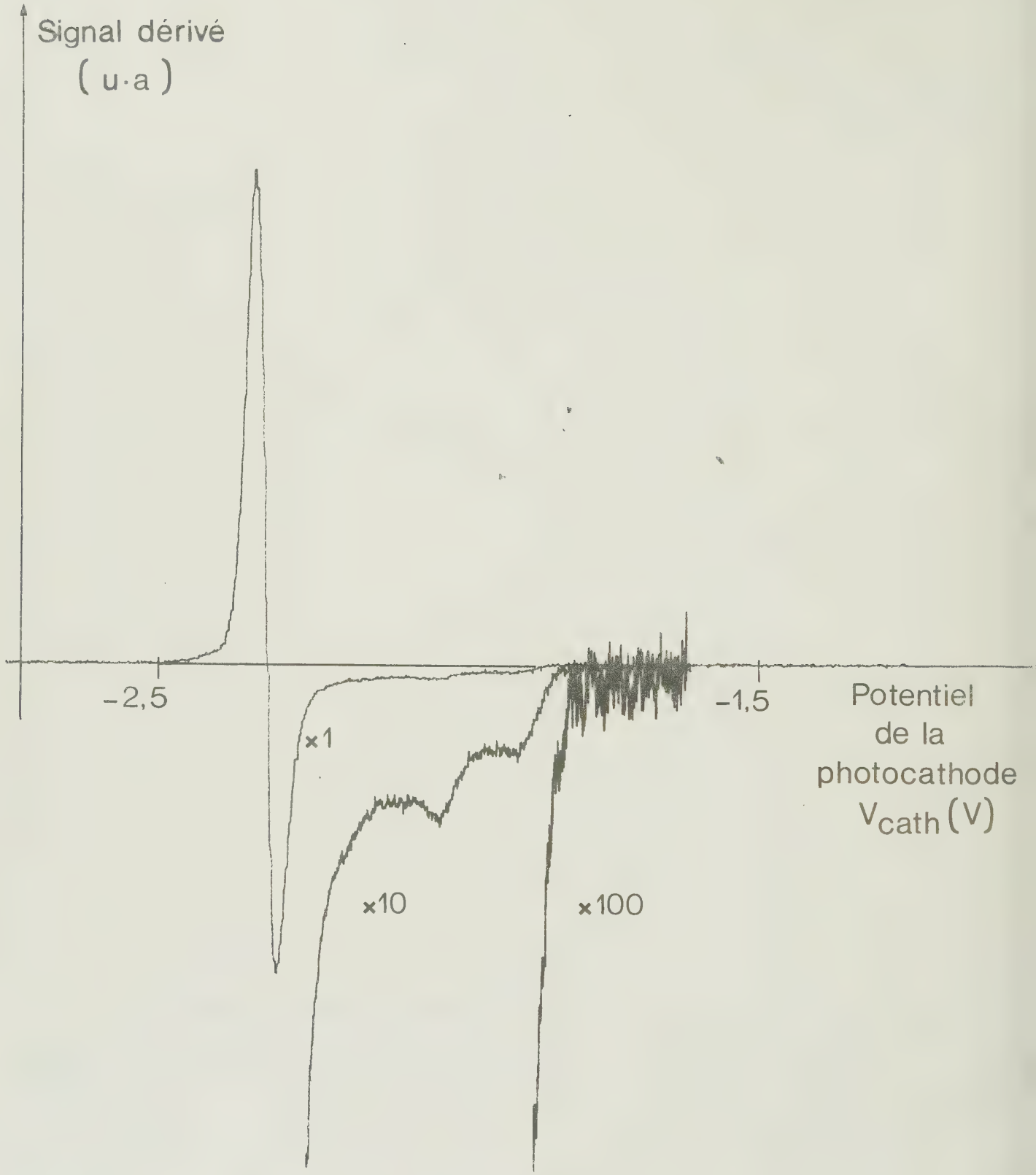


Fig. (4,8) Dérivée du spectre de photoémission
à $T_{=}$115 K
Résolution 20meV
Modulation 10 mV c à c

CONCLUSION

L'essentiel de ce travail a été consacré à la réalisation et à la mise au point d'un appareillage performant.

Nous avons construit une source compacte de photoélectrons sélectionnés en énergie en utilisant une photocathode GaAs:Cs-O en état d'affinité électronique négative et un analyseur électrostatique d'angle 90°.

La haute luminosité de ce dispositif (le courant transmis peut atteindre 1 nA avec une résolution de 20 meV) et la géométrie choisie permettront la mesure de la polarisation de spin de ces électrons au moyen d'un détecteur de Mott.

Nous avons d'une part rappelé quelques critères simples qui facilitent la conception d'un spectromètre électrostatique à électrons lents lumineux et résolutif, d'autre part suggéré une procédure commode pour en tester la résolution. Nous nous sommes attachés à décrire les difficultés expérimentales auxquelles nous avons été confrontés ainsi que les solutions que nous avons adoptées.

Aujourd'hui ce dispositif est pleinement opérationnel. Les résultats que nous avons présentés sont nos toutes premières mesures. La poursuite de cette expérience conduira à obtenir un faisceau d'électrons très fortement polarisé de spin et devrait apporter des éléments nouveaux sur les processus d'émission et de relaxation de spin des électrons de conduction d'une photocathode d'arséniure de gallium.

BIBLIOGRAPHIE

Ashcroft N.W. et Mermin N.D. (1976) "Solid State Physics", Holt, Rinehart et Winston.

Arthur J.R. (1974) Surface Sci. 43, 449.

Ballu Y. (1968) Thèse de Docteur-Ingénieur, Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay.

Ballu Y. (1980) "Advances in Electronics and Electron Physics", Supp. 13B, pp 257-381, Academic Press.

Baraff G.A. (1964) Phys. Rev. 135, A528.

Bartelink D.J., Moll J.L. et Meyer N.I. (1963) Phys. Rev. 130, 972.

Bell R.L. (1973) "Negative Electron Affinity Devices", Clarendon Press, Oxford.

Bradley D.J., Allenson M.B. et Holeman B.R. (1977) J. Phys. D 10, 111.

Bryce P., Dalglish R.L. et Kelly J.C. (1973) Can. J. Phys. 51, 574.

Burt M.G. et Inkson J.C. (1975) J. Phys. D 8, L3.

Burt M.G. et Inkson J.C. (1976a) J. Phys. D 9, 43.

Burt M.G. et Inkson J.C. (1976b) J. Phys. D 9, L5.

Burt M.G. et Inkson J.C. (1977) J. Phys. D 10, 721.

Chadi D.J. (1978) J. Vac. Sci. Technol. 15, 1244.

Chelikowsky J.R. et Cohen M.L. (1976) Phys. Rev. B14, 556.

Conwell E.M. (1967) "Solid State Physics", Supp. 9, Academic Press.

Dempster A.J. (1937) Phys. Rev. 51, 67.

Duckett S.W. (1968) Phys. Rev. 166, 302.

Dymnikov V.D., D'yakonov M.I. et Perel' N.I. (1976) Zh. Eksp. Teor. Fiz. 71, 2373 ; Sov. Phys. JETP 44, 1252.

Fowler H.A. et Farnsworth H.E. (1958) Phys. Rev. 111, 103.

Garwin E.L., Pierce D.T. et Siegmann H.C. (1974) Swiss Physical Society Meeting, Bern ; Helv. Phys. Acta 47, 393.

Gobeli G.W. et Allen F.G. (1965) Phys. Rev. 137, A245.

Goldstein B. (1975) Surface Sci. 47, 143.

Goldstein B. et Szostak J. (1975) Appl. Phys. Lett. 26, 111.

Goldstein B., Szostak J. et Ban V.S. (1976) Surface Sci. 57, 733.

Harting E. et Read F.H. (1976) "Electrostatic Lenses", Elsevier, Amsterdam.

Hasted J.B. (1964) "Physics of Atomic Collisions", Butterworths, London.

Herzog R. (1934) Zeitschr. f. Phys. 89, 447.

Herzog R. (1940) Physik. Zeitschr. 41, 18.

Hughes A.L. et Rojansky V. (1929) Phys. Rev. 34, 284.

James L.W. (1969) Ph.D. Thesis, Stanford University.

James L.W. et Moll J.L. (1969) Phys. Rev. 183, 740.

Jost K. (1979) J. Phys. E 12, 1001.

Kane E.O. (1966) Phys. Rev. 147, 335.

Klemperer O. et Barnett M.E. (1971) "Electron Optics", 3rd ed., Cambridge University Press.

Koster G.F., Dimmock J.O., Wheeler R.G. et Statz H. (1963) "Properties of the Thirty-Two Point Groups", M.I.T. Press, Cambridge, Mass.

Kuyatt C.E. (1967) Cours d'optique électronique, non publié.

Kuyatt C.E. et Simpson J.A. (1967) Rev. Sci. Inst. 38, 103.

Lampel G. (1968) Phys. Rev. Lett. 20, 491.

Lampel G. (1974) Proc. 12th. Int. Conf. Physics of Semiconductors, Stuttgart, p. 743.

Lampel G. et Weisbuch C. (1975) Solid State Commun. 16, 877.

Lampel G. et Eminyan M. (1980) Proc. 15th Int. Conf. Physics of Semiconductors, Kyoto, p. 627.

Liu Y.Z., Moll J.L. et Spicer W.E. (1969) Appl. Phys. Lett. 14, 275.

MacDonald J.R. et Barlow C.A. (1963) J. Chem. Phys. 39, 412.

Maksym P.A. (1982) J. Phys. C 15, 3127.

Marmet P. et Kerwin L. (1960) Can. J. Phys. 38, 787.

Munoz-Yague A., Piqueras J. et Fabre N. (1981) J. Electrochem. Soc. 128, 149.

Musatov A.L., Korotkikh V.L. et Shadrin V.D. (1981) Fiz. Tverd. Tela 23, 929 ; Sov. Phys. Solid State 23, 540.

Piaget C. (1977) Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay.

Pierce D.T., Celotta R.J., Wang G.C., Unertl W.N., Galejs A., Kuyatt C.E. et Mielczarek S.R. (1980) Rev. Sci. Instrum. 51, 478.

Read F.H., Comer J. Imhof R.E., Brunt J.N.H. et Harting E. (1974) J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. 4, 293.

Rogers F.T. (1940) Rev. Sci. Instrum. 11, 19.

Rogers F.T. et Horton C.W. (1943) Rev. Sci. Instrum. 14, 216.

Roy D. et Carette J.C. (1971) J. Appl. Phys. 42, 3601.

Scheer J.J. et Van Laar (1965) Solid State Commun. 3, 189.

Simpson J.A. (1964) Rev. Sci. Instrum. 35, 1698.

Spicer W.E., Chye P.W., Skeath P.R., Su C.Y. et Lindau I. (1979) J. Vac. Sci. Technol. 16, 1422.

Stuart R.N. et Wooten F. (1967) Phys. Rev. 156, 364.

Topping J. (1927) Proc. Roy. Soc. (London) A114, 67.

Van Bommel A.J. et Crombeen J.E. (1974) Surface Sci. 45, 308.

Waugh J.L.T. et Dolling G. (1963) Phys. Rev. 132, 2410.

Wollnik H. et Ewald H. (1965) Nucl. Instrum. Meth. 36, 93.

REMERCIEMENTS

Je tiens d'abord à remercier B. SAPOVAL de m'avoir accueilli au Laboratoire de Physique de la Matière Condensée de l'Ecole Polytechnique.

Mes remerciements vont tout particulièrement à G. LAMPEL qui a dirigé ce travail avec beaucoup d'attention et dont la disponibilité et l'enthousiasme constituent une aide précieuse.

M. EMINYAN m'a initié à l'optique électronique et a su m'apporter un soutien efficace tout au long de la réalisation de cette expérience.

J'ai toujours trouvé en J.-N. CHAZALVIEL, C. HERMANN et D. PAGET des conseillers sûrs et attentifs. I. SOLOMON m'a formulé des suggestions critiques et stimulantes.

Je remercie également H. ARRIBART, H. CARLOS, J.F. GOUYET et M. ROSSO pour les nombreuses discussions que nous avons pu avoir ou leurs encouragements amicaux.

La construction mécanique du montage expérimental doit beaucoup à C. VASSEUR.

D. MARION a réalisé une part importante de l'électronique.

J. FOURNIER a assuré la frappe du manuscrit et de ses formules avec beaucoup de compétence.

Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans l'aide technique de N. BLANCHARD, P. JOLICLERCQ, G. MAIZERAY, et I. WALTER.

Je désire exprimer ma reconnaissance à la Mission Recherche de la Délégation Générale pour l'Armement ainsi qu'à la Direction des Recherches, Etudes et Techniques qui me permettent de me consacrer à cette activité de recherche. En particulier, que P. LALLEMAND, qui m'a fait bénéficier de ses conseils, trouve ici l'expression de ma gratitude.

Je remercie enfin Evelyne et Anne-Maude pour le soutien moral qu'elles m'ont apporté.